PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 4. 15. Februar 1908. 9. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 5 am 17. Februar 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:

H. W. Schmidt, Über den Zerfall von Radium *B* und *C* bei hohen Temperaturen. S. 113.

W. W. Strong, Die durchdringungskräftige Strahlung. S. 117.

F. Jentzsch, Die Radioaktivität der Kissinger Heilquellen. S. 120.

W. Voigt, Bemerkungen zu neueren magneto-optischen Beobachtungen. S. 120.

R. W. Wood, Über das Vorhandensein positiver Elektronen im Natriumatom. S. 124.

R. A. Houstoun, Ein neues Spektralphotometer vom Hüfner-Typus. S. 127.

S. Kalandek, Über die Lichtabsorption in Anilinfarbelösungen vom Gesichtspunkte der optischen Resonanz. S. 128.

A. Wehnelt, Über die Wehneltkathode im hochgradigen Vakuum. S. 134.

R. H. Rendahl, Über die Verwendung kontinuierlicher elektromagnetischer Schwingungen bei Dämpfungsmessungen. S. 135.

T. v. Kármán, Die Knickfestigkeit gerader Stäbe. S. 136.

Besprechungen:

E. Mach, Erkenntnis und Irrtum. S. 140.

Jahrbuch der Chemie. XVI. S. 140.

W. C. D. Whetham, Die Theorie der Experimental-Elektrizität. S. 141.

H. v. Helmholtz, Vorlesungen über theoretische Physik. IV. S. 141.

A. W. Stewart, Stereochemie. S. 141.

F. Ratzel, Raum und Zeit in Geographie und Geologie. S. 141.

O. Fischer, Kinematik organischer Gelenke. S. 141.

O. Lehmann, Die wichtigsten Begriffe und Gesetze der Physik. S. 142.

H. Jansen, Rechtschreibung der naturwissenschaftlichen und technischen Fremdwörter. S. 142.

Adreßbuch der deutschen Präzisionsmechanik und Optik. S. 142.

P. Eversheim, Die Elektrizität als Licht- und Kraftquelle. S. 142.

K. Hassack u. K. Rosenberg, Die Projektionsapparate, Laternenbilder und Projektionsversuche in ihren Verwendungen im Unterricht. S. 143.

A. Schuster, Einführung in die theoretische Optik. S. 143.

Briefkasten:

P. Spies, Ein elektrochemisches Chronoskop. S. 144.

Berichtigung. S. 144.

Personalien. S. 144.

Gesuche. S. 144.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über den Zerfall von Radium *B* und *C* bei hohen Temperaturen.

Von Heinrich Willy Schmidt.

Als die wichtigste Eigenschaft der radioaktiven Umwandlungen dürfen wir ihre Unabhängigkeit von äußeren Bedingungen ansehen. Temperatur und Druck, die bei chemischen Prozessen eine so große Rolle spielen, scheinen innerhalb gewisser Grenzen nicht den geringsten Einfluß auf die ausgesandte Strahlung oder die Umwandlungsgeschwindigkeit auszuüben. Natürlich sind die Versuchsgrenzen durch die Leistungsfähigkeit unserer Apparate gezogen. Es ist deshalb die Möglichkeit nicht von der Hand zu weisen, daß bei sehr hohen Drucken und Temperaturen, wie sie z. B. im Innern der Erde herrschen, die Eigenschaften der radioaktiven Substanzen eine Änderung erfahren.

Derartig hohe Drucke und Temperaturen kann man entweder in Laboratorien nicht erzielen, oder man kann dabei keine Messungen machen. Aber man hat sich bemüht, die Versuchsgrenzen möglichst nach oben zu verlegen. Die bei Drucken von 2000 Atmosphären gemachten Versuche von Schuster[1]) und von Eve und Adams[2]) haben keine Änderung der γ-Strahlung eines Radiumpräparates erkennen lassen. Ebenfalls konnte Bronson[3]) mit einem in ein Quarzröhrchen eingeschlossenen Radiumpräparat zeigen, daß bis zu Temperaturen von ca. 1500° eine etwaige Änderung der ausgesandten γ-Strahlung kleiner als 1 Proz. ist. Dagegen berichteten Rutherford und Petavel[1]) auf der letzten Versammlung der British Association in Leicester von Experimenten mit Radiumemanation, die in einer Stahlbombe einer Explosion von 46 g Cordit ausgesetzt war. Aus diesen (übrigens noch nicht abgeschlossenen) Versuchen scheint hervorzugehen, daß durch den enormen Druck und die Temperatur von ca. 2500° eine zeitweilige Verringerung der meßbaren γ-Strahlung herbeigeführt werden kann.[2])

Bei allen diesen Versuchen wurde die Strahlung des unter Druck befindlichen oder erhitzten radioaktiven Präparates gemessen. Es liegen nun noch einige Arbeiten vor, die sich mit der Strahlung der radioaktiven Substanzen nach deren Erhitzung befassen. Über die Curie-Danneschen Versuche[3]), die anfänglich eine Veränderung der Radioaktivitätskonstanten zu beweisen schienen, dürfen wir heute hinweggehen: diese Versuche waren zuerst nicht richtig gedeutet worden. Schließt man sich

1) A. Schuster, Nature **76**, 269, 1907.
2) A. S. Eve and F. D. Adams, Nature **78**, 269, 1907.
3) H. L. Bronson, Chem. News **95**, 39, 1907.

1) Vgl. diese Zeitschr. **8**, 960, 1907.
2) Anmerkung bei der Korrektur: Einer brieflichen Mitteilung Prof. Rutherfords vom 10. Januar 1908 zufolge machen neuerdings ausgeführte Bombenexperimente es wahrscheinlich, daß die Verringerung der γ-Strahlung nach der Explosion lediglich von Veränderungen in der Verteilung der radioaktiven Substanz herrührt.
3) P. Curie et J. Danne, C. R. **138**, 748, 1904.

der von Bronson[1]) und vom Verfasser[2]) vorgeschlagenen Erklärung an, so sind die Curie-Danneschen Experimente gerade ein Beweis für die Unveränderlichkeit der Radioaktivitätskonstante nach vorangegangener Erhitzung.

Weiterhin sind von Makower[3]) und Makower und Russ[4]) einige Experimente mitgeteilt worden, die nach Erklärung dieser Forscher eine Veränderung im Zerfall von Radium *B* oder *C* beim Erhitzen beweisen. Radiumemanation wurde in ein Quarzröhrchen eingeschlossen, Temperaturen bis zu 1250° ausgesetzt und dann seine β-Strahlung bei Zimmertemperatur gemessen. Es zeigte sich kein Unterschied in der Zerfallskonstante der Emanation, wohl aber war die Aktivität des eben erkalteten Röhrchens um ca. 6 Proz. kleiner, als vor dem Erhitzen. Nach 2—3 Stunden stieg die Aktivität wieder zu einem Wert an, den sie ohne vorangegangenes Erhitzen erreicht haben würde. Ebenfalls war an Drähten, die in Gegenwart von Radiumemanation aktiviert waren, nach dem Erhitzen in einem zugeschmolzenen Quarzrohr eine anfängliche Verminderung der normalen Strahlung festzustellen.

Die bei den letzten Versuchen angewandte Untersuchungsmethode ist eine Kompensationsmethode, die schematisch in Fig. 1 dargestellt

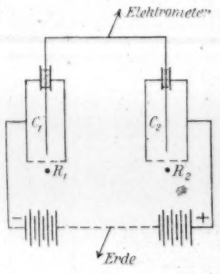


Fig. 1.

ist. Wenn von den β-Strahlen der beiden Präparate R_1 und R_2 in den Ionisationsgefäßen C_1 und C_2 jedesmal dieselbe Ionenzahl erzeugt wird, so muß bei gleicher, aber entgegengesetzter Ladung der äußeren Zylinder gleich viel Elektrizität auf die inneren Elektroden überströmen. Wenn diese also mit ein und demselben Elektrometer verbunden sind, so wird die Elektrometernadel in ihrer Ruhelage verharren, und schon geringe Unterschiede in der Strahlung der beiden Präparate müssen sich durch eine Bewegung der Nadel kenntlich machen.

Makower und Russ haben nun nach dem Erhitzen des einen von zwei aktivierten Drähten eine zeitliche Aktivitätsabnahme des erhitzten Drahtes gefunden. Sie erklären diese Erscheinung, wie erwähnt, durch einen Einfluß der Temperatur auf die Zeitkonstante von *Ra B* oder *Ra C*, wahrscheinlich aber von *Ra C*.

Da diese Erklärung durch indirekte Schlüsse gewonnen ist und es fraglich erscheint, ob sie wirklich die einzig mögliche Erklärung ist, da außerdem der Bronsonsche Versuch, wie von Makower und Russ betont wird, keinen eindeutigen Schluß auf den Zerfall von *Ra C* zuläßt, erschien mir eine direkte experimentelle Entscheidung der Frage von Interesse, ob *Ra C* bei hohen Temperaturen eine andere Halbwertszeit besitzt, als bei Zimmertemperatur.

Die benutzte Versuchsanordnung ist ähnlich der von Bronson. Das radioaktive Präparat wurde in ein Quarzröhrchen von ca. 3 cm Länge und 0,3—0,4 cm äußerer Weite eingeschmolzen und dieses in einen elektrischen Ofen geschoben, dessen hauptsächlicher Teil ein 16 cm langes, mit Platindraht umwickeltes Quarzrohr von 0,6 cm lichter Weite war.[1]) Die Temperatur des Ofens wurde mit einem geeichten Platin-Platinrhodium-Thermoelement

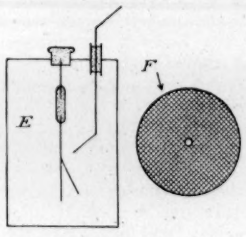


Fig. 2.

gemessen. Der Ofen *F* stand (vgl. Fig. 2) dicht neben einem Blattelektroskop *E* von 20 cm Höhe und 13·13 cm Grundfläche aus 0,5 mm starkem Zinkblech. Die Stellung des Blättchens wurde im Okularmikrometer eines Mikroskops abgelesen. Geeicht war das Elektroskop in relativem Maß aus der Wanderungsgeschwindigkeit des Blättchens bei konstanter Strahlung. Bei den eigentlichen Messungen wurde das Wandern des Blättchens über die ganze Skala verfolgt, und aus den Zeiten, in denen das Blättchen jedesmal einen Teilstrich

1) H. L. Bronson, Sill. Journ. **20**, 60, 1905; Phil Mag. (6) **11**, 143, 1906.
2) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **6**, 897, 1905.
3) W. Makower, Proc. Roy. Soc. A. **77**, 241, 1906.
4) W. Makower and S. Russ, Proc. Roy. Soc. A. **79** 158, 1907.

1) Für die Überlassung des elektrischen Ofens und für manchen freundlichen Rat beim Arbeiten mit Quarzröhren bin ich Herrn W. Makower zu Danke verpflichtet.

passierte, die Zerstreuung berechnet. Jede mitgeteilte Zahl ist gewöhnlich das Mittel aus 4—8 Einzelablesungen.[1]) — Durch die aus Sand, Kieselgur und Asbest bestehenden Wände des elektrischen Ofens wurden die β-Strahlen so gut wie völlig absorbiert, so daß also im Elektroskop nur γ-Strahlen ionisierend wirken konnten. Bei einigen Versuchen wurde außerdem bei Strahlungsmessungen des erkalteten Präparats ein Blattelektroskop benutzt, bei dem das Zerstreuungsgefäß von dem Raum für das Blättchen getrennt war und dessen Form früher vom Verf. beschrieben ist.[2]) Auch hier mußten die Strahlen durch dicke, auf den Metalldeckel des Zerstreuungsgefäßes gelegte Asbestplatten hindurchdringen, so daß fast nur γ-Strahlen zur Wirkung kamen.

Als Strahlungsquelle wurde *Ra C* benutzt, das nach der v. Lerchschen Methode hergestellt war.[3]) Es wurde also metallisches Nickel in eine „Induktionslösung" getaucht. Diese Induktionslösung war dadurch gewonnen worden, daß kleine Glasgefäße, in denen Radiumemanation einige Stunden eingeschlossen war, mehrmals mit heißer Salzsäure ausgespült wurden. Auf diese Weise war es möglich, den größten Teil des jeweils vorhandenen *Ra C* in Lösung zu bekommen. In die noch heiße Lösung, die ein Probierröhrchen kaum zur Hälfte füllt, wurde ca. 0,5 g Nickelfeilicht geworfen, die Lösung tüchtig geschüttelt und dann vorsichtig durch ein Filter abgegossen. Das im Probierröhrchen zurückgebliebene Nickelfeilicht wurde mit Wasser und Alkohol gewaschen und im Probierröhrchen selbst getrocknet. Das auf dem Filter sitzende Feilicht wurde genau so behandelt. Dann wurde das trockene Pulver in ein Quarzröhrchen gefüllt, dieses zunächst im Bunsenbrenner auf Rotglut erhitzt[4]) und dann im Sauerstoffgebläse zugeschmolzen. Um das Einfüllen und Zuschmelzen möglichst schnell durchführen zu können, war dem Quarzröhrchen eine Form wie in Fig. 3 gegeben worden.[5])

1) Über Art der Eichung und Benutzung des Blattelektrometers vgl. H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **7**, 157, 1906.

2) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **6**, 561, 1905.

3) F. v. Lerch, Wien. Ber. **115** (IIa), 197, 1906; Ann. d. Phys. (4) **20**, 345, 1906.

4) Dieses Ausglühen war unbedingt erforderlich. Es waren nämlich bei den ersten Versuchen trotz verminderten Luftdrucks einige Quarzröhrchen bei ca. 1200° oder höher mit solcher Wucht explodiert, daß der ganze innere Ofen zerstört wurde.

5) Da bei diesen chemischen Operationen eine radioaktive Infektion des Experimentators sehr leicht möglich war, hatte Herr Dr. Geiger die Liebenswürdigkeit, mir bei der Herstellung des aktivierten Nickelpulvers behilflich zu sein.

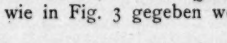


Fig. 3.

Die durchgeführten Versuche sind in Fig. 4 zusammengestellt. Als Abszisse ist die Zeit in Minuten, als Ordinate der Logarithmus der Strahlungsintensität eingetragen. Da es, außer bei Versuch 6, auf absolute Zeiten nicht ankommt, ist bei Versuch 1—5 eine beliebige Anfangszeit genommen worden. Da uns außerdem bei jedem Beobachtungssatz nur relative Werte interessieren, sind die eingetragenen Logarithmen ebenfalls den Verhältnissen des Kurvenblattes entsprechend durch Addition oder Subtraktion einer Konstanten auf einen passenden Wert gebracht worden. Es sind jedesmal nur Punkte einer einzigen Kurve miteinander vergleichbar. An den Kurven ist die jedesmalige Temperatur des radioaktiven Präparates eingetragen.

Außerdem sind in der Tabelle die Beob-

Tabelle.

Versuch 4 $\mathcal{J}_\infty = 0{,}85$			Versuch 5 $\mathcal{J}_\infty = 0{,}45$ $\mathcal{J}_\infty = 0{,}3$			Versuch 6 $\mathcal{J}_\infty = 83$ $\mathcal{J}_\infty = 9{,}0$		
t	$\mathcal{J}$	$\lg(\mathcal{J}-\mathcal{J}_\infty)$	t	$\mathcal{J}$	$\lg(\mathcal{J}-\mathcal{J}_\infty)$	t	$\mathcal{J}$	$\lg(\mathcal{J}-\mathcal{J}_\infty)$
54′53″	9,72	948	71′27″	22,2	336	8′55″	3020	477
57′20″	8,97	910	72′40″	21,0	310	10′10″	3020	477
59′45″	8,29	872	73′44″	21,0	310	11′20″	2930	464
62′20″	7,89	848	75′20″	20,0	288	12′20″	2930	464
63′ 0″	7,67	834	76′40″	19,3	275	16′45″	3110	481
64′45″	7,25	806	79′15″	18,0	240	19′ 0″	3000	465
65′35″	7,02	790	84′30″	14,3	140	22′55″	2950	457
67′45″	6,58	758	86′22″	13,6	114	25′15″	2820	437
68′50″	6,39	744	88′32″	12,3	073	29′30″	2350	368
71′ 5″	6,00	712	90′15″	12,0	058	31′ 0″	2300	358
72′17″	5,76	691	92′23″	11,3	034	32′52″	2220	343
74′35″	5,47	665	97′ 3″	9,65	964	34′20″	2150	328
75′35″	5,19	638	101′20″	8,33	896	38′55″	2350	356
78′20″	4,86	603	104′10″	7,52	850	41′45″	2210	328
79′50″	4,67	582	107′25″	6,85	806	47′10″	2050	224
82′55″	4,25	531	110′20″	6,15	756	50′25″	1920	265
84′35″	4,04	508	115′50″	39,4	592	58′40″	1425	149
87′50″	3,70	455	117′ 0″	38,6	583	60 45″	1361	129
89′45″	3,49	422	118′25″	35,2	543	64′ 5′	1283	103
93′30″	3,17	365	120′37″	31,8	498	67′30″	1218	080
95′35″	2,98	328	122′ 7″	32,2	504	76′ 0″	1200	047
100′10″	2,66	258	123′15″	29,8	470	79′45″	1140″	023
102′40″	2,50	217	128′50″	25,4	400	81′ 0″	1082	999
107′40″	2,24	149	134′55″	20,2	300	87′45″	964	945
110′50″	2,03	072	136′30″	19,1	274	91′10″	907	916
117′20″	1,79	97	138′54″	17,5	236	95′ 0″	830	873
121′10″	1,68	92	145′25″	2,08	212	99′10″	780	843
129′30″	1,47	79	147′10″	1,98	185	100′55″	491	682
131′45″	1,40	74	148′50″	1,91	164	111′40″	480	671
134′10″	1,36	71	150′40″	1,82	137	115′50″	434	624
136′50″	1,32	67	155′20″	1,59	057	117′50″	415	608
			157′45″	1,48	013	123′ 5″	360	544
			160′ 0″	1,40	98	125′35″	344	524
			162′30″	1,31	94	137′20″	376	467
						140′ 0′	345	418
						143′ 0″	327	388
						150′50″	196.4	267
						152′ 0″	189.2	255
						153′20″	188,0	253
						157′ 0″	163.6	190
						158′40″	164,0	190
						160′ 0″	159.2	176
						162′ 0″	153,8	161

achtungssätze der Versuche 4—6 ausführlich mitgeteilt. In Spalte 1 steht jedesmal die in der Fig. 4 benutzte Zeit, in Spalte 2 $\mathcal{J}$ der abgelesene Spannungsabfall pro Zeiteinheit, und in Spalte 3 die Mantisse von $\log(\mathcal{J} - \mathcal{J}_n)$, d. h. $\mathcal{J}$ weniger der natürlichen Zerstreuung $\mathcal{J}_n$. Diese ist bei den einzelnen Versuchen angegeben und zeigt deshalb so große Unterschiede, weil die benutzten Elektroskope verschiedentlich umgeändert wurden. — Die in in Kursivschrift gedruckten Zahlen der Tabelle sollen andeuten, daß die betreffenden Beobachtungen bei Zimmertemperatur mit dem zweiten Elektroskop gemacht sind.

Zu den einzelnen Versuchen sind folgende Erläuterungen zu geben:

Versuch I zur Kontrolle, ob durch die angewandte Methode wirklich nur *Ra C* ausgefällt wird. Bei Zimmertemperatur wurde zuerst das Abklingen der γ-Strahlung des aktivierten Nickelpulvers einige Zeitlang verfolgt (Kurve I a), $2^1/_2$ Stunden später das der α-Strahlung (Kurve I b). Die gefundenen Kurven schließen sich in ihrer Gesamtheit gut den theoretischen Kurven an, die unter Zugrundelegung der v. Lerchschen Zahl für die Halbwertszeit von *Ra C* (= 19,5 Minute) eingezeichnet sind.[1])

Versuch II und III mit einem verhältnismäßig schwachen Präparat. Die zum Aktivieren benutzte Emanation war der maximalen Emanationsmenge äquivalent, die von 3—4 mg Radiumbromid erzeugt wird. Da durch die chemischen Operationen und den unvermeidlichen Zeitverlust zur Herstellung des Präparates nur ein verhältnismäßig kleiner Teil der maximalen Menge *Ra C* zur Untersuchung kam, konnten regelmäßige Beobachtungen nur über ziemlich kurze Zeiten ausgedehnt werden.

Bei Versuch II wurde das *Ra C*-Präparat in den ursprünglich kalten Ofen geschoben und dieser allmählich angeheizt.[2]) Die einzelnen Punkte schließen sich in ihrer Gesamtheit einer theoretischen *Ra C*-Kurve gut an. Freilich sind die Abweichungen zwischen den experimentell gefundenen Punkten und der theoretischen Kurve in der Zeit von 60—70′ (vergl. Fig. 4) größer als sonst bei Versuchen ähnlichen Charakters. Doch erklärt sich diese Abweichung dadurch, daß bei einer Neuaufladung des Elektroskops das Goldblättchen mit dem in das Innere des Elektroskops hineinragenden Mikroskop in Berührung gekommen war und sich dabei ein wenig verbogen hatte.

Beim Versuch III (Fig. 4, III) wurde das *Ra C*-Präparat in den angeheizten Ofen eingeschoben und dann weiter erhitzt. In den ersten 20′ ist die Aktivitätsabnahme normal, dann geht sie 10′ lang schneller vor sich, schließlich ist sie wieder normal. — Nach Beendigung des Versuches zeigte sich, daß das Quarzröhrchen an einer Stelle porös geworden war, wahrscheinlich durch die chemische Wirkung irgendeiner Verunreinigung. Die plötzliche Aktivitätsabnahme erklärt sich also durch teilweise Verflüchtigung des bei 1200° gasförmigen *Ra C*. Das im Ofen zurückgebliebene *Ra C* zerfällt wieder wie unter normalen Verhältnissen.

Versuch IV (Fig. 4, IV). Ein starkes *Ra C*-Präparat (hergestellt mit Emanation, die von ca. 25 mg Radiumbromid erzeugt werden kann)

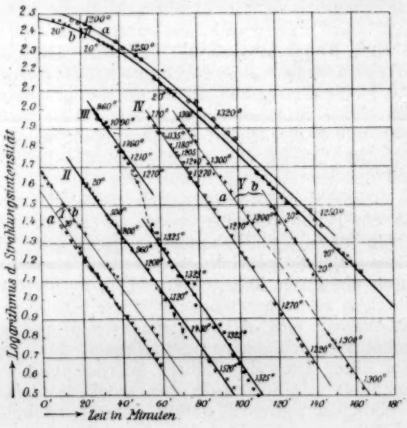


Fig. 4.

wird in den angeheizten Ofen hineingeschoben und allmählich weiter erhitzt. Der Versuch konnte über $1^1/_2$ Stunden ausgedehnt werden, so daß die anfängliche Aktivität auf den ca. 30. Teil sank. Die in der letzten halben Stunde gemachten Ablesungen sind wegen der natürlichen Zerstreuung des Apparates, die aus unbekannten Gründen während des Versuchs etwas angewachsen war, nicht mehr sehr genau.

Versuch V (Fig. 4, Va und b). Starkes *Ra C*-Präparat wird in den 1300° heißen Ofen geschoben, dort 40′ untersucht, dann aus dem Ofen genommen, mit einem 2. Elektroskop 30′ lang untersucht und wieder in den Ofen geschoben. Die beiden ersten (bei 1300° und Zimmertemperatur gemachten) Beobachtungssätze, deren absolute Werte nicht miteinander vergleichbar sind, zeigen einen regelmäßigen Verlauf. Die ersten Punkte des dritten

1) Diese Zahl ist, wie ich bereits früher betonte (Ann. d. Phys. (4) **21**, 627, 1906), wahrscheinlich nur um $\pm$ 0,2 Min. vom wahren Werte entfernt.

2) Ein allmähliches Erwärmen des Ofens hatte keinen Einfluß auf die Wanderungsgeschwindigkeit des Elektroskopblättchens.

(wieder bei 1300° gemachten) Beobachtungssatzes schließen sich an die des ersten gut an. Versuch V ist wegen der im Verhältnis zur Strahlung des Präparates kleinen und außerdem sehr regelmäßigen natürlichen Zerstreuung der wertvollste aller mitgeteilten Versuche.

Versuch VI mit einem aktivierten Drahte (Fig. 4, VIa und b). Ein dünner Platindraht, der sehr lange Zeit unter Anlegung einer hohen negativen Spannung in Gegenwart von Radiumemanation aktiviert war, wurde nach der Aktivierung vorsichtig mit einer Pinzette gefaßt und in ein Quarzröhrchen eingeschmolzen. Dann wurde die γ-Strahlaktivität des Drahtes abwechselnd bei Zimmertemperatur (VIb) und bei 1300° (VIa) bestimmt. Das Röhrchen wurde bei der ersten Versuchsreihe in eine Vertiefung der über dem Blattelektrometer angebrachten Asbestplatte gelegt, bei der zweiten in den elektrischen Ofen geschoben. Bei jedem Wechsel wurde sorgfältig darauf geachtet, daß das Röhrchen dieselbe Stellung wie vorher einnahm. Wie aus der Figur zu ersehen ist, scheinen die beiden Abklingungskurven, deren absolute Werte nicht aufeinander zu beziehen sind, völlig identisch zu sein.

Ich habe versucht, eine nach der Theorie berechnete Kurve ebenfalls in Fig. 4 einzutragen und mit den experimentell gefundenen Punkten zur Deckung zu bringen. Die Schwierigkeit liegt hier darin, daß wir die theoretischen Kurven für die γ-Strahlaktivität eines aktivierten Drahtes vorläufig nicht mit genügender Sicherheit kennen. Noch nicht abgeschlossene Versuche des Verfassers[1]) deuten darauf hin, daß sich auf einem aktivierten Draht bei negativer Ladung außer *Ra A* auch direkt *Ra B* und *Ra C* niederschlagen und daß das relative Verhältnis dieser 3 Radioelemente abhängt von den Versuchsbedingungen, also von der Form des Gefäßes und der Höhe der angelegten Spannung. Die hier eingezeichneten Kurven sind nach der Formel berechnet:

$$\mathcal{J} = 23{,}2 \cdot e^{-\lambda_1 t} + 4925 \cdot e^{-\lambda_2 t} - 3600 \cdot e^{-\lambda_3 t},$$

wo λ_1, λ_2, λ_3 die Radioaktivitätskonstanten von *Ra A*, *Ra B*, *Ra C* bedeuten. Die Formel folgt aus der Theorie unter der Voraussetzung, daß nur *Ra C* Strahlen aussendet und daß sich neben *Ra A* auch *Ra B* und *Ra C* direkt auf dem Draht allmählich ansammeln. Die relativen Mengen der 3 Radioelemente, die sich nach sehr langer Zeit auf dem Draht direkt aus der umgebenden Luft niederschlagen, müssen im Verhältnis 1000 : 200 : 140 stehen.[2])

1) Vgl. H. W. Schmidt, Jahrb. d. Rad. u. Elektronik **4**, 210, Anm., 1907.

2) Auf die Ableitung dieser Formel und ihrer Berechtigung will ich hier nicht eingehen. Vergl. z. B. H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. (4) **21**, 726, 1906. Ich möchte nur betonen, daß wir unter denselben Voraussetzungen die Abklingungskurve für kurze Expositionen berechnen können und daß diese so berechnete Abklingungskurve tatsächlich mit einer experimentell bestimmten Abklingungskurve zur Deckung gebracht werden konnte. Natürlich müssen die verschieden lang aktivierten Drähte jedesmal unter genau denselben Bedingungen der Emanation ausgesetzt werden, weil sonst die zur Berechnung nötigen Voraussetzungen nicht dieselben bleiben.

Gleichzeitig möchte ich an dieser Stelle auf die Schwierigkeit hinweisen, die darin besteht, die Strahlung zweier unter genau denselben Verhältnissen aktivierten Drähte gegeneinander zu kompensieren. Denn hat man wirklich 2 Drähte, die anfangs die gleiche Menge *Ra A*, *Ra B* und *Ra C* auf sich angesammelt haben, so ist nicht ausgeschlossen, daß man durch das Berühren oder Erwärmen eines Drahtes ein wenig *Ra B* entfernt. Dann kann man anfänglich die beiden Strahlungen gegeneinander kompensieren, später aber nicht mehr. Abweichungen bis zu 10 Proz. sind dann sehr leicht möglich. Vielleicht liegt hier der Schlüssel zur Erklärung der Makower-Russschen Resultate.

Zusammenfassung.

Die Resultate dieser Versuche lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. *Ra C* zerfällt bei einer Temperatur bis zu 1300° mit derselben Halbwertszeit wie bei gewöhnlicher Temperatur. Wenigstens muß eine etwaige Änderung dieser Konstanten in dem Genauigkeitsbereich liegen, in dem die Halbwertszeit überhaupt bestimmt ist.

2. Eine Veränderung der strahlenden Eigenschaften von *Ra C* kann durch eine Erhitzung auf 1300° nicht erreicht werden.

3. Ein aktivierter Draht klingt bei hoher und niedriger Temperatur nach dem gleichen Gesetze ab.

Diese Arbeit wurde in den letzten Monaten des Jahres 1907 im physikalischen Institut der Viktoria-Universität zu Manchester ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, dem Leiter dieses Instituts, Herrn Professor E. Rutherford, meinen verbindlichsten Dank auszusprechen für sein liebenswürdiges Entgegenkommen, seine anregenden Ratschläge und sein förderndes Interesse.

Gießen, Anfang Januar 1908. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 5. Januar 1908.)

Die durchdringungskräftige Strahlung.

Von W. W. Strong.

In der vorliegenden Veröffentlichung werde ich drei verschiedene Methoden angeben, durch welche sich nachweisen läßt, daß die durchdringungskräftige Strahlung, welche einen Teil der Ionisation in geschlossenen Gefäßen erzeugt, nicht von γ-Strahlen von Radium im Boden selbst herrührt. Es scheint durchaus wahrscheinlich, daß die durchdringungskräftige

Strahlung von radioaktiven Produkten in der Luft herrühren muß, und es ist durchaus wahrscheinlich, daß der Ursprung dieser Produkte, wie dies die Theorie von Elster und Geitel angibt, im Erdboden liegt.

Die erste Methode gründet sich auf den Radiumgehalt der verschiedenen Felsgesteine nach den Analysen von Strutt und von Eve. Der höchste Wert für den Radiumgehalt sedimentären Gesteines hat sich zu $2{,}92 \cdot 10^{-12}$ Gramm Radium auf ein Gramm Gestein ergeben. Als mittleren Wert fand Strutt für sedimentäre Gesteine $1{,}1 \cdot 10^{-12}$ Gramm und Eve $0{,}8 \cdot 10^{-12}$ Gramm. Der Wert des Radiumgehaltes schwankt stark mit der Örtlichkeit, indessen ist der Radiumgehalt von Bodenschichten an der Oberfläche, welche allen verschiedenartigen Witterungswechseln ausgesetzt sind, vermutlich kleiner als der oben gefundene Wert. Beispielsweise fand Strutt für Kalk am Fuße einer Klippe einen Radiumgehalt von $0{,}39 \cdot 10^{-12}$ Gramm und auf der Spitze derselben Klippe einen solchen von $0{,}12 \cdot 10^{-12}$ Gramm.

Vermutlich wird $0{,}9 \cdot 10^{-12}$ Gramm auf ein Gramm Gestein im allgemeinen einen Höchstwert für Oberflächengesteine abgeben. Diese Größe wollen wir Q nennen.

Eve[1]) hat die Anzahl K der Ionen bestimmt, welche in einem Kubikzentimeter seitens der γ-Strahlen in Luft erzeugt werden, die von einem Gramm Radiumbromid ausgehen, welches in einem Punkte und in einer Entfernung von 1 cm konzentriert zu denken ist. Die Anzahl Ionen, welche seitens einer halbkugelförmigen Schale aus Bodensubstanz vom Halbmesser r und der Dicke dr an einem Punkte nahe der Oberfläche im Kubikzentimeter erzeugt werden, ist

$$\frac{2\pi r\,dr\,\delta\,KQ}{r\varkappa \cdot 0{,}6}\,e^{-\lambda r}.$$

Hier ist δ die Dichte (ungefähr 2,7) und λ der Absorptionskoeffizient des Erdbodens (etwa 0,09). Der Faktor 0,6 tritt in die Formel ein, weil K für Radiumbromid und Q für reines Radium angegeben ist; K ist $3{,}1 \cdot 10^9$. Die Gesamtzahl der seitens des Bodens im Kubikzentimeter in jeder Sekunde erzeugten Ionen würde sein:

$$\int_0^\infty \frac{2\pi r\,\delta KQ\,dr}{0{,}6\,r}\,e^{-\lambda r}.$$

Dieser Wert ergibt als wahrscheinlichen Höchstbetrag ungefähr 0,8 Ionen auf ein Kubikzentimeter in der Sekunde. Cooke fand, daß die durchdringungskräftige Strahlung sekundlich ungefähr 4,5 Ionen auf ein Kubikzentimeter erzeugte, und Mc Lennan hat kürzlich den Wert 9 gefunden. Wir sehen somit, daß der Radiumgehalt des Erdbodens zu klein ist, um für die gesamte durch die äußere durchdringungskräftige Strahlung erzeugte Ionisation aufkommen zu können. Zu einem ähnlichen Schlusse gelangt Eve.[1])

Nehmen wir λ für Luft zu 0,00004 an, und nehmen wir weiter für die seitens der durchdringungskräftigen Strahlung erzeugte Ionisation den Cookeschen Wert an, so können wir den Radiumgehalt der Luft berechnen, der erforderlich sein würde, um eine γ-Strahlung von hinreichendem Betrage zu liefern. Nehmen wir an, daß diese radioaktiven Produkte in den unteren Luftschichten enthalten seien — etwa bis zu 300 m Höhe —, so finden wir, daß dies dem Radiumgehalt von einigen 60 Zentimetern Bodentiefe gleichkommt, wenn wir Q zu $0{,}9 \cdot 10^{-12}$ annehmen. Diese Tiefe ist recht groß, indessen nicht durchaus unmöglich. Die tägliche Temperaturwelle dringt bis auf ungefähr ein Meter Tiefe ein, und barometrische Wellen dringen wahrscheinlich noch viel tiefer.

Campbell, Wood, ich und Mc Keon haben gefunden, daß der Wert der äußeren durchdringenden Strahlung, welche einen Teil der Ionisation in geschlossenen Gefäßen hervorbringt, in ihrem Betrage sehr beträchtlich schwankt, und daß diese Schwankungen sich oft bis auf mehr als ein oder zwei vom Hundert im Verlaufe von zwei oder drei Tagen belaufen. Wenn diese durchdringungskräftige Strahlung von den γ-Strahlen aus dem Boden herrührte, so müßte sie praktisch konstant sein. Weiter hat Dike gefunden, daß der aktive Niederschlag in der Luft gleichfalls sehr bedeutende Schwankungen in seinem Betrage aufweist. Ich habe in mehreren Fällen gefunden[2]), daß die durchdringungskräftige Strahlung während eines heftigen Regens oder Schneefalls beinahe auf den Nullwert herabsinkt. Nun haben Wilson, Rutherford und Allen nachgewiesen, daß Regen und Schnee radioaktive Produkte mit hernieder führen. Ist das der Fall, so muß nach unserer Theorie die durchdringende Strahlung beträchtlich vermindert werden. Während eines heftigen Regens wird diese Abnahme sehr merklich werden, und der Betrag kann einen sehr niedrigen Wert erreichen. Wenn die äußere durchdringungskräftige Strahlung von Radiumprodukten in der Luft herrührt, so muß die durchdringungskräftige Strahlung nach einem heftigen Regen ein bis zwei Stunden lang nach dem Aufhören des Regenfalls sehr schnell ansteigen, denn die Produkte Radium A, B und C erreichen

1) Phil. Mag. Sept. 1906.

1) Phil. Mag. Aug. 1907.
2) Science 12. Juli 1907.

im Laufe dieser Zeit ihre Gleichgewichtswerte, und die γ-Strahlen gehen nur vom Radium C aus. Ergebnisse, die auf eine derartige Erholung der durchdringenden Strahlung deuten, sind in einem Falle beobachtet worden.

Ich habe Glaselektroskope untersucht, bei denen praktisch alle metallischen Teile mit Schwefel bedeckt waren. Glas und Schwefel geben nur sehr wenig innewohnende Strahlung von sich, und die Ionisation muß daher hauptsächlich durch die von außen her eindringende Strahlung erzeugt werden. Die bisher gewonnenen Ergebnisse sind so unregelmäßig, daß sie einstweilen kaum gedeutet werden können.

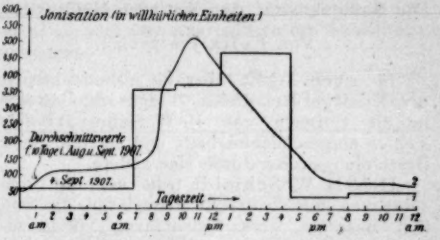
Im Laufe des Sommers 1907 wurden einige Beobachtungen im Cumberland valley angestellt, wo ein ähnlicher Trenton-Kalk vorliegt wie der von Eve analysierte; der Beobachtungsort liegt sieben englische Meilen von Harrisburg entfernt, und eine Meile von jeglicher Stadt. Die Elektroskope waren innen mit Aluminium ausgekleidet. Alle paar Stunden wurden tagsüber Ablesungen gemacht. Nachts war der Verlust sehr langsam; deshalb wurden nur wenige Ablesungen gemacht. Demgemäß waren die Ablesungen nicht häufig genug, um die doppelte tägliche Periode zu zeigen. Die Kurven zeigen aber die ungeheure Zunahme der Ionisation während der frühen Tagesstunden. Während der Nacht war die Ionisation sehr klein. Das Elektroskop wurde in eine Zisterne im Boden gestellt und war so allerseits von einer mindestens vier Fuß dicken Wasserschicht umgeben. In diesem Falle war die durchdringungskräftige Strahlung vollständig abgeschnitten, und es ergab sich, daß während der verschiedenen Teile des Tages kein Unterschied in der Ionisation zu finden war. Ferner war der Betrag angenähert derselbe wie der in der Nacht an der Bodenoberfläche beobachtete.

Daraus ist zu folgern, daß die durchdringungskräftige Strahlung während der früheren Tagesstunden sehr groß war, und daß die Elektroskopwandung dick genug war, jegliche Strahlung vom β-Typus zu absorbieren.

Kurve 1 gibt die am 4. September 1907 gefundenen Werte wieder.

Kurve 2 gibt die Durchschnittswerte für die an mehreren Tagen im August und September 1907 gemachten Beobachtungen wieder.

Während der frühen Tagesstunden wird nach der Theorie von Elster und Geitel der Boden wärmer und sein Emanationsvermögen stark vermehrt werden. Es werden sich daher in den tieferen Luftschichten radioaktive Produkte anhäufen, und die durchdringungskräftige Strahlung wird, da der Absorptionskoeffizient für Luft sehr klein ist, sehr beträchtlich zu-



nehmen. Der Betrag der Ionisation in der freien Luft steht mit dieser Anschauungsweise in Einklang.

Kurve 2 ähnelt stark den Kurven der stündlichen Temperaturschwankungen im Verlaufe des Tages.

Die dritte Methode besteht in der Bestimmung des Elektrizitätsverlustes unter der Erde. Wenn die durchdringungskräftige Strahlung von der γ-Strahlung des Radiums im Boden herrührt, so muß die durch sie verursachte Ionisation in einem Brunnen oder in einer Höhle im Boden doppelt so groß sein. Ich habe im Verlaufe des Sommers Untersuchungen hierüber in der Weise angestellt, daß ich das Elektroskop in einer Höhle aufstellte. Der Verlust wurde etwas geringer gefunden als der zur Nachtzeit an der Oberfläche auftretende, und ergab sich etwa ebenso groß wie der Verlust, der beobachtet wurde, wenn das Elektroskop in einer Zisterne von einer vier Fuß starken Wasserschicht umgeben war. Des weiteren war der Verlust am Tage derselbe wie in der Nacht. Elster und Geitel haben ähnliche Ergebnisse erhalten.

Es folgt daraus, daß ein großer Teil der Ionisation in verschlossenen Gefäßen infolge äußerer durchdringungskräftiger Strahlung großen Schwankungen unterworfen ist und vermutlich aus γ-Strahlen besteht, die nicht sowohl von radioaktiven Produkten im Erdboden als vielmehr von solchen in der Luft ausgehen. Diese Produkte schwanken hinsichtlich ihrer Menge sehr stark, je nach den atmosphärischen Verhältnissen. Eine sehr geeignete Methode zur Messung dieser Produkte besteht in der Messung des Betrages der Ionisation seitens der durchdringenden Strahlung.

Ich möchte Herrn Professor Ames an dieser Stelle für die fortgesetzte Anregung und das dauernde Interesse an meiner Arbeit herzlichst danken.

Johns Hopkins Universität.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 30. Dezember 1907.)

Die Radioaktivität der Kissinger Heilquellen.

Von Felix Jentzsch.

In einer Arbeit über die „Radioaktivität der Kissinger Heilquellen“[1]) sagte ich, daß sich in die Formeln von H. W. Schmidt[2]) ein Fehler eingeschlichen hätte und ersetzte seine Berechnungsweise durch eine andere.

Herr H. W. Schmidt teilte mir mit, daß seine von mir kritisierte Formel für die von ihm benutzte Versuchsanordnung völlig zutreffend gewesen ist. — Wird nämlich Gleichgewicht zwischen der Emanation im Wasser und in der gesamten Luft des Apparates herbeigeführt, wie ich es tat, so gilt die von mir benutzte Formel. H. W. Schmidt aber bringt nur anfänglich Gleichgewicht in der Schüttelflasche hervor und verteilt sodann die darin befindliche Luft auf das Volumen des ganzen Apparates, so daß während der Messung kein Gleichgewicht zwischen Luft und Wasser vorhanden ist. Für diesen Fall gilt seine Formel.

Beide Formeln sind also, auf die speziellen Fälle angewandt, richtig — wenigstens nach den bis dahin vorliegenden Untersuchungen.

Bei dieser Gelegenheit möchte ich aber bemerken[3]), daß ganz kürzlich Untersuchungen von A. S. Eve[4]) gezeigt haben, daß man nur einen kleinen Teil der „natürlichen Zerstreuung“ auf Rechnung des „gewöhnlichen Emanationsgehaltes der Luft“ setzen kann. Schreibt man die gesamte natürliche Zerstreuung anderen Ursachen zu, so muß die Ableitung der von mir benutzten Formel etwas strenger gefaßt werden, indem man über den Ursprung der natürlichen Zerstreuung gar keine Aussage macht: Sei i_0 die natürliche Zerstreuung des Apparates und i der nach der Herstellung des Emanationsgleichgewichts zwischen Luft und Wasser gefundene Spannungsverlust — also, wenn v das Volumen der Meßglocke, $\frac{i_0}{v}$ bzw. $\frac{i}{v}$ die entsprechenden Werte pro cm³ Luft, — so ist die gesamte aus dem Wasser in die Luft getretene Emanationsmenge $\frac{i-i_0}{v}\cdot(V-w)$, wo V das Volumen der gesamten Anordnung, w das des Wassers bedeuten. Im Wasser verbleibt noch die Emanationsmenge $\frac{i-i_0}{v}\cdot\alpha w$. Die gesamte in 1 Liter Wasser enthaltene Emanation ist also:

$$\frac{1000}{w}\left\{V-w(1-\alpha)\right\}\frac{i-i_0}{v}.$$

Die hiernach berechneten Werte unterscheiden sich von den früher gegebenen nur um 3—7 Einheiten der letzten Dezimale. Ich gebe daher hier nur die für Wasser von Rakoczy gültigen Zahlen:

frisch entnommen . .	$2{,}848\cdot10^{-3}\ e\cdot s\cdot e.$
4 Tage alt	0,417
17 „ „	0,395
¼ Jahr „	0,304
1 „ „	0,050
2 Jahre „	0,0832
3 „ „	0,202
3 „ „ (mit CO_2 gefüllt)	0,074

Die zwei ersten Proben habe ich selbst abgefüllt, die folgenden wurden mir von der Brunnenverwaltung zur Verfügung gestellt. Wenn die letzteren auch zu sehr verschiedenen Zeiten gefüllt sind, kann man doch wohl annehmen, daß dies für alle unter annähernd den gleichen Bedingungen geschehen ist, so daß man sie wohl miteinander vergleichen kann. Interessant ist dabei das deutliche Anwachsen der Aktivität mit der Zeit und das späte Einsetzen dieses Anwachsens (erst nach ca. 1¼ Jahren). Vielleicht kann man daraus folgern, daß nicht nur eine emanierende Substanz im Wasser gelöst war, sondern sich auch erst dort allmählich gebildet hat.

Den Unterschied zwischen den beiden Proben 3 Jahren alten Rakoczys kann man wohl folgendermaßen deuten: da die zweite unter Kohlensäuredruck gefüllt war, trat das Durchperlen des Wassers mit Luft, um ihm die Emanation zu entreißen, was später im Apparat geschehen sollte, bereits vorzeitig beim Öffnen der Flasche ein. Die Emanation in der dabei entweichenden Kohlensäure, die entsprechend dem Absorptionskoeffizienten etwa 3—4 mal so konzentriert wie im Wasser war, ging für die Messung dabei natürlich verloren, so daß man einen scheinbar zu geringen Emanationsgehalt finden mußte.

(Eingegangen 9. Januar 1907.)

1) Diese Zeitschr. 8, 887, 1907.
2) Diese Zeitschr. 7, 209, 1906.
3) Herr Schmidt war so freundlich, mich auf diese Arbeit aufmerksam zu machen.
4) Phil. Mag. Dez. 1907.

Bemerkungen zu neueren magneto-optischen Beobachtungen.

Von W. Voigt.

I. Die transversale magnetische Doppelbrechung.

Die Herren Cotton und Mouton[1]) haben gefunden, daß die Flüssigkeiten der aromatischen Reihe im Magnetfeld bei Beobachtung normal zu der Richtung der Kraftlinien eine (schwache)

1) A. Cotton und H. Mouton, C. R., 22. Juli und 18. November 1907.

Doppelbrechung zeigen, während eine solche bei anderen organischen Flüssigkeiten bisher nicht nachgewiesen werden konnte. Die beobachtete Doppelbrechung ist positiv, d. h., die Flüssigkeit verhält sich wie ein einachsiger positiver Kristall, dessen optische Achse in die Richtung der Kraftlinien fällt. Nitrobenzol zeigt die Wirkung besonders stark.

Weiter haben die genannten Forscher Doppelbrechung bei Schwefelkohlenstoff gefunden; der Betrag ist etwa $^1/_6$ von dem unter gleichen Umständen bei Nitrobenzol auftretenden, der Sinn ist der entgegengesetzte.

Die Größe der Doppelbrechung wächst in allen Fällen merklich im Verhältnis des Quadrates der magnetischen Feldstärke.

Diese Resultate sind von sehr großem Interesse, denn, wie ich an einer anderen Stelle ausgeführt habe[1]), ist das Auftreten oder Nichtauftreten der transversalen Doppelbrechung ein wichtiges Kriterium für die Anwendbarkeit der oder jener Theorie der magneto-optischen Effekte. Je mehr Körper mit transversaler Doppelbrechung aufgefunden werden, um so mehr wächst die Wahrscheinlichkeit, daß schließlich alle Körper denselben Grundgleichungen gehorchen.

Die Herren Cotton und Mouton bezeichnen die von ihnen gefundene Erscheinung als eine völlig neue. Das ist denn doch nicht richtig. Nachdem ich aus der zur Erklärung des inversen Zeeman-Effektes aufgestellten Theorie die Forderung der transversalen Doppelbrechung abgeleitet hatte, habe ich (zusammen mit E. Wiechert) dieselbe zum ersten Male bei Natriumdampf mit voller Sicherheit nachgewiesen, während Beobachtungen bei Flintglas keine sicheren Resultate gaben.[2]) Dann hat Herr J. Becquerel[3]) diese Doppelbrechung bei einachsigen Kristallen parallel der Achse aufgefunden, wo sie gleichfalls durch die Theorie gefordert wird.

Mir scheint vorläufig gar kein Grund vorzuliegen, für die von den Herren Cotton und Mouton gefundene Doppelbrechung eine andere Erklärung zu suchen. Um dies noch spezieller darzutun, will ich im folgenden die allgemeinen Formeln für die transversale Doppelbrechung merklich durchsichtiger Körper nach der von mir vertretenen Theorie entwickeln.

Die Grundformeln, welche hier in Betracht kommen, sind in meiner Arbeit vom Jahre 1899 als (42) und (43) aufgeführt.[4]) Dieselben bestimmen die Werte der komplexen Brechungsindizes ν_ρ und ν_σ für Wellen, die normal zu den Kraftlinien fortschreiten und elektrisch entweder parallel oder senkrecht zu den Kraftlinien schwingen.

Ich schreibe die Resultate unter Heranziehung der früheren Formel (27) folgendermaßen

$$\nu_\sigma^2 = 1 + \sum \frac{\varepsilon_h \vartheta^2}{\Theta_h}, \qquad (1)$$

$$\frac{1}{\nu_\sigma^2} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\nu_+^2} + \frac{1}{\nu_-^2}\right), \quad \nu_\pm = 1 + \sum \frac{\varepsilon_h \vartheta^2}{\Theta_h \pm \Phi_h}, \qquad (2)$$

$$\Theta_h = \vartheta^2 + i\vartheta\vartheta_h' - \vartheta_h^2, \quad \Phi_h = c_h R\vartheta .$$

Hierin ist ϑ die reduzierte Periode ($= \tau/2\pi$); ε_h die Konstante, welche die Erregung der Bewegung der Elektronengattung (h) durch das elektrische Feld der Lichtwelle mißt, ϑ_h ist die reduzierte Eigenperiode dieser Gattung (h), ϑ_h' mißt die Dämpfung derselben. c_h ist die der Gattung zugehörige magneto-optische Konstante, R die äußere magnetische Feldstärke. Die Summe Σ ist über alle Elektronengattungen erstreckt. ν_+ hat die Bedeutung des komplexen Brechungsindex für die parallel den Kraftlinien des Feldes fortschreitenden + rotierenden zirkulären Wellen.

In einem Spektralbereich unmerklicher Absorption kann das in ϑ_h' multiplizierte Glied fortgelassen werden; ν wird damit zum reellen Brechungsindex n. Da die Wirkung des Magnetfeldes gering ist, können wir n_+^2 nach Potenzen der Φ_h entwickeln und erhalten so, indem wir die Glieder dritten Grades fortlassen,

$$n_+^2 = 1 + \sum \frac{\varepsilon_h \vartheta^2}{\Theta_h}\left(1 + \frac{\Phi_h}{\Theta_h} + \frac{\Phi_h^2}{\Theta_h^2}\right). \qquad (3)$$

Dies schreiben wir kurz

$$n_+^2 = n_\rho^2 + \Sigma_1 + \Sigma_2,$$

wobei dann der Index an den Σ die Ordnung des Termes in bezug auf die Feldwirkung darstellt.

Setzen wir dieses Resultat in die erste Gleichung (2), die sich bei $\nu = n$ schreiben läßt,

$$n_\sigma^2 = \frac{2 n_+^2 n_-^2}{n_+^2 + n_-^2},$$

und brechen wieder mit den Gliedern zweiter Ordnung ab, so erhalten wir

$$n_\sigma^2 - n_\rho^2 = \Sigma_2 - \Sigma_1^{\,2}/n^2. \qquad (4)$$

Die links stehende Differenz kann bekanntlich als Maß der Doppelbrechung betrachtet werden.

Für diese Größe liefert die Theorie einmal das Resultat, daß sie proportional mit dem Quadrate der Feldstärke wächst. Weiter zeigt die Formel, daß sich die Größe und der Sinn der transversalen Doppelbrechung keineswegs etwa aus dem Faraday-Effekt vorhersagen läßt; der letztere bestimmt sich nämlich allein durch

1) W. Voigt, Gött. Nachr. No. 5, 1906.
2) W. Voigt, Wied. Ann. 67, 356 u. f., 1899; Gött. Nachr. No. 5, 1906.
3) J. Becquerel, C. R. 142, 775, 1906.
4) W. Voigt, Wied. Ann. 67, 356, 1899.

Σ_1, während Σ_2, solange man nicht die Parameter aller Absorptionsstreifen der Substanz kennt, von Σ_1 ganz unabhängig ist. Da überdies die Glieder Σ_2 und $\Sigma_1{}^2/n_\beta{}^2$ in der Differenz auftreten, so kann die Doppelbrechung (selbst wenn Σ_1 und Σ_2 beide positiv sind, die Absorptionen also wesentlich im Ultravioletten liegen) sowohl positiv als negativ sein; sie kann auch, je nachdem die beiden Glieder sich mehr oder weniger zerstören, sehr verschiedene Größenordnung besitzen.

Angesichts dieser Resultate kann ich eine Nötigung, für die von den Herren Cotton und Mouton beobachtete Doppelbrechung eine neue Erklärung aufzusuchen, zunächst nicht anerkennen.

II. Die Dissymmetrie der normalen Zeemanschen Tripletts.

Die von mir vertretene Theorie der magneto-optischen Effekte führt zu der Folgerung, daß die Zeemanschen Tripletts nicht streng symmetrisch sind, daß vielmehr die nach Rot hin verschobene Komponente der mittleren Linie ein wenig näher liegen muß, als die nach Violett verschobene, und daß erstere zugleich ein wenig stärker sein muß, als die letztere.[1]) Beide Dissymmetrien sind nach der Theorie bei schwachen Feldern relativ am merklichsten und verschwinden bei stärkeren. Diese Folgerung ist zunächst für den inversen (Absorptions-) Effekt gezogen; es kann aber kein Zweifel herrschen, daß, wie bei anderen Erscheinungen, auch hier (dem Kirchhoffschen Satz entsprechend) eine Übertragung des Resultates auf den direkten (Emissions-) Effekt zulässig ist.

Herr Zeeman, dem ich seinerzeit von der Tatsache der Dissymmetrie ohne Angabe ihres Sinnes Mitteilung machte, hat dann die Erscheinung im Einklang mit der Theorie, insbesondere bei einigen Linien des Eisenspektrums, aufgefunden.[2]) Andere Beobachter haben das Resultat bestätigt. Im Gegensatz hierzu haben die Herren v. Baeyer und Gehrcke[3]) bei Beobachtungen an Quecksilberlinien mit Hilfe des Lummerschen Plattengitters eine Dissymmetrie nicht bemerkt, obwohl sie bei diesem Instrument relativ sehr geringe Feldstärken anwenden konnten. Neuestens hat dann Herr Zeeman bei andern Quecksilberlinien den Effekt wiederum völlig deutlich und in dem von der Theorie geforderten Sinne erhalten.[1])

1) W. Voigt, Ann. d. Phys. 1, 376, 1900.
2) P. Zeeman, Amst. Proc. 30. Dezember 1899; s. auch W. Voigt, l. c., S. 386.
3) O. v. Baeyer und E. Gehrcke, diese Zeitschr. 7, 905, 1906.
1) P. Zeeman, Versl. Amsterd. 11. Dez. 1907.

Diese Widersprüche, sowie gewisse bei den neuesten Zeemanschen Beobachtungen hervorgetretenen Singularitäten machen es erwünscht, auf die Aussagen der Theorie über den fraglichen Vorgang erneut hinzuweisen.

Ich knüpfe dabei an die Formel (4) meiner Abhandlung vom Jahre 1900 an, die aus der obigen Gleichung (2) hervorgeht, wenn man diese auf einen isolierten Absorptionsstreifen anwendet, und die in der früheren Bezeichnung lautet

$$\nu_z{}^2 = 1 + \frac{\varepsilon\vartheta^2(\Theta + \varepsilon\vartheta^2)}{\Theta(\Theta + \varepsilon\vartheta^2) - \Phi^2}. \qquad (5)$$

Nach der Erfahrung kann man bei Dämpfen den Absolutwert von ν als von Eins nur wenig verschieden betrachten und somit aus (5) folgern

$$\nu_z = 1 + \frac{\varepsilon\vartheta^2(\Theta + \varepsilon\vartheta^2)}{2[\Theta(\Theta + \varepsilon\vartheta^2) - \Phi^2]}. \qquad (6)$$

Der Quotient rechts gestattet eine Umformung, vermöge deren wird

$$\begin{aligned}\nu_z &= 1 + \frac{\varepsilon\vartheta^2(\Theta + \varepsilon\vartheta^2)}{2[(\Theta + {}^1/_2\varepsilon\vartheta^2)^2 - (\Phi^2 + {}^1/_4\varepsilon^2\vartheta^4)]} \\ &= 1 + {}^1/_4\varepsilon\vartheta^2\left[\frac{1 - {}^1/_2\varepsilon\vartheta/\Omega}{\Theta + {}^1/_2\varepsilon\vartheta^2 + \Omega\vartheta} + \frac{1 + {}^1/_2\varepsilon\vartheta^2/\Omega}{\Theta + {}^1/_2\varepsilon\vartheta^2 - \Omega\vartheta}\right], \qquad (7)\end{aligned}$$

wobei

$$\Omega^2\vartheta^2 = \Phi^2 + {}^1/_4\varepsilon^2\vartheta^4,$$

also

$$\Omega^2 = (c^2R^2 + {}^1/_4\varepsilon^2\vartheta^2).$$

Die zwei in der Klammer stehenden Glieder entsprechen zwei Absorptionstreifen: den Außenkomponenten des Zeemanschen Tripletts.

Im Falle schmaler Absorptionslinien setzen wir $\vartheta - \vartheta_0 = \delta$ und betrachten δ als klein neben ϑ_0. Es ist dann in erster Annäherung

$$\Theta = \vartheta_0(2\delta + i\vartheta'),$$

also

$$\nu_z = 1 + {}^1/_4\varepsilon\vartheta_0\left[\frac{1 - {}^1/_2\varepsilon\vartheta_0/\Omega}{2\delta + {}^1/_2\varepsilon\vartheta_0 + \Omega + i\vartheta'} + \frac{1 + {}^1/_2\varepsilon\vartheta_0/\Omega}{2\delta + {}^1/_2\varepsilon\vartheta_0 - \Omega + i\vartheta'}\right]. \qquad (8)$$

Hieraus erhellt, daß die beiden Absorptionsstreifen an den Stellen liegen, wo

$$\begin{aligned}2\delta &= \mp\Omega - {}^1/_2\varepsilon\vartheta_0 \\ &= \mp\sqrt{c^2R^2 + {}^1/_4\varepsilon^2\vartheta_0{}^2} - {}^1/_2\varepsilon\vartheta_0, \qquad (9)\end{aligned}$$

was mit Formel (7) der früheren Arbeit übereinstimmt.

Ist ${}^1/_2\varepsilon\vartheta_0$ so klein neben cR, daß es dagegen vernachlässigt werden kann, so reduziert sich Formel (9) auf

$$2\delta = \mp cR; \qquad (10)$$

die Komponenten der Zerlegung liegen dann

symmetrisch zur Anfangslage. Die nächste Annäherung lautet

$$2\delta = \mp cR - {}^1/_2\varepsilon\vartheta_0, \qquad (11)$$

die Zerlegung ist unsymmetrisch, und wenn die Parameter c, ε, ϑ_0 für eine Absorptionslinie bekannt sind, so läßt sich der nach der Theorie eintretende Betrag der Dissymmetrie berechnen.

Man kann als Maß der relativen Dissymmetrie den Quotienten Q aus der Differenz und der Summe der Abstände beider Komponenten ansehen, für welchen gilt

$$Q = \frac{\varepsilon\vartheta_0}{2cR}. \qquad (12)$$

Diesen Ausdruck wollen wir zunächst benutzen, um durch Berechnung von Q aus bekannten Parameterwerten plausibel zu machen, daß verschiedene Beobachter bei verschiedenen Linien so durchaus abweichende Resultate über die Wahrnehmbarkeit der Erscheinung erhalten konnten.

Es liegen nun allerdings Beobachtungen über die beiden Parameter ε und c bei Linien, welche normale Tripletts geben, nicht vor, sondern nur bei Linien (von *K*, *Na*, *Li*), die kompliziertere Zerlegungen zeigen. Immerhin geben sie Aufschluß über die vorkommenden Größenordnungen und mögen demnach für unsere Zwecke herangezogen werden.

Nach Beobachtungen von Geiger[1]) (deren Resultate mit früheren von Hallo[2]) an dichteren Dampf vereinbar sind) ist für die D_1-Linie das *Na*-Spektrum bei mäßiger Dampfdichte $c = 0{,}21 \cdot 10^{-23}$, $\varepsilon = 1{,}6 \cdot 10^{-8}$; zugleich folgt aus der Wellenlänge $59 \cdot 10^{-6}$ die reduzierte Periode $\vartheta_0 = 3 \cdot 10^{-16}$. Dies liefert für Q bei einer Spektrallinie von den Parametern der D_1-Linie

$$Q = 1{,}2/R.$$

Bei einer Feldstärke von 2400 Gauß, die zur ersten Trennung der Linien nötig sein mag, ist also Q nur rund $^1/_{2000}$ — somit absolut unmerklich.

Für die der D_2-Linie entsprechende rote *K*-Linie findet Geiger im Gegensatz hierzu $c = 0{,}23 \cdot 10^{-23}$, $\varepsilon = 77 \cdot 10^{-8}$, während aus der Wellenlänge $77 \cdot 10^{-6}$ die reduzierte Periode $\vartheta_0 = 4 \cdot 10^{-16}$ folgt. Dies ergibt für eine Linie mit den Parametern dieser *K*-Linie

$$Q = 67/R.$$

Die gleiche Feldstärke $R = 2400$ würde hier also Q zu 0,03 werden lassen, — ein Betrag, der der Beobachtung jedenfalls zugänglich sein würde.

Die wenigen vorliegenden Zahlen über die Parameter von Spektrallinien lassen also bereits erkennen, daß die Größenordnung der relativen Dissymmetrie bei verschiedenen Spektrallinien sehr verschieden sein kann. Wenn daher bei gewissen Linien Beobachtungen zu negativen Resultaten geführt haben, so ist das mit der Theorie vollständig im Einklang.

Die neuesten Beobachtungen des Herrn Zeeman gehen auf eine Prüfung der Resultate der Theorie in einer neuen Richtung hinaus.

Die absolute Dissymmetrie der Zerlegung kann durch die Differenz D der Abstände der Außenkomponenten von der Innenkomponente gemessen werden. Für diese Größe liefert Formel (19)

$$D = {}^1/_2\varepsilon\vartheta_0; \qquad (13)$$

D erscheint also von der magnetischen Feldstärke R unabhängig.

Herr Zeeman hat eine Prüfung dieses Resultates in der Weise vorgenommen, daß er spektrale Aufnahmen einer, Quecksilberdampf enthaltenden Geißlerschen Röhre gemacht hat, während die Röhre sich in einem inhomogenen Magnetfeld befand. Er beabsichtigte hierdurch zu erreichen, daß derselbe Dampf in demselben Zustande des Leuchtens verschieden starken Feldern (bei ihm von 15000 bis 30000 Gauß wachsend) ausgesetzt würde.

Die mit größter Sorgfalt ausgeführten Messungen der sehr feinen Erscheinung haben die Aussage der Formel (13) anscheinend nicht bestätigt: die absolute Dissymmetrie erwies sich mit der Feldstärke (fast linear) wachsend.

Es ist aber hiergegen sehr wohl in Betracht zu ziehen, daß die Feldstärke R außer der in der Theorie explizit geführten Wirkung noch eine ganz wesentliche weitere übt, die sich in den Parametern des Dampfes verbirgt. Es ist eine bekannte Tatsache, daß das Leuchten Geißlerscher Röhren mit der Feldstärke, der sie ausgesetzt werden, variiert; der leuchtende Faden in den Kapillaren wird normal zur Feldstärke gegen die Glaswand gedrückt, die Dichte des elektrischen Stromes wächst, was sich in der Verbreiterung der Spektrallinien äußert. Die Zeemansche Voraussetzung, daß in den verschiedenen Teilen seines Geißlerrohres der Zustand des leuchtenden Dampfes der gleiche wäre, ist demnach, wie mir scheint, in Wahrheit nicht erfüllt gewesen. In der Tat zeigt seine photographische Aufnahme des ganzen Phänomens (Tafel II) (nach meiner Meinung) bei den Außenkomponenten des dissymmetrischen Tripletts unzweifelhaft eine erhebliche Abnahme der Breite von dem Orte größerer nach den Orten geringerer Feldstärke hin.

Der Parameter ε (auf dessen Definition in der Elektronentheorie hier nicht eingegangen zu werden braucht) hängt aber ganz direkt mit der Stärke der Absorptions- oder Emissions-

1) Geiger, Ann. d. Phys. **24**, 597, 1907.
2) J. J. Hallo, diese Zeitschr. **4**, 545, 1903.

inien zusammen, die nach der Theorie sich ihm nahe proportional findet. Wenn also die Beobachtungen Herrn Zeemans für die absolute Dissymmetrie bei großen Feldstärken einen größeren Wert ergeben, als bei kleinen, so steht dies mit der Theorie keineswegs im Widerspruch, — ja angesichts des Betrages der Intensitätsveränderung der Komponenten mit abnehmender Feldstärke möchte ich seine Beobachtungen umgekehrt als eine willkommene Bestätigung der Theorie begrüßen.

Göttingen, 4. Januar 1908.

(Eingegangen 5. Januar 1908.)

Über das Vorhandensein positiver Elektronen im Natriumatom.

Von R. W. Wood.

Die Aufschlüsse, welche wir bislang über die Struktur des Atoms erhalten haben, deuten größtenteils darauf hin, daß die Schwingungszentren, welche die Spektrallinien emittieren, negativ geladene Korpuskeln sind. Die positiven Ladungen sind anscheinend mit dem Atom als Ganzem verbunden, und man macht öfters die Annahme, daß die Verteilung der positiven Elektrisierung eine gleichförmige ist.

Der Zeeman-Effekt zeigt uns, daß die *D*-Linien des Natriums von Vibratoren herrühren, welche negative Ladungen führen, eine Tatsache, die auch für alle übrigen Linien gilt, welche den Effekt zeigen. Daß mit den Schwingungszentren, welche die *D*-Linien emittieren, eine negative Ladung verbunden ist, zeigt auch die (positive) Richtung der magnetischen Drehung der Polarisationsebene für Wellen von sehr nahe derselben Schwingungszahl wie die *D*-Linien. Bandenspektren zeigen bekanntlich den Zeeman-Effekt überhaupt nicht; wir sind infolgedessen nicht in der Lage, auf die Erforschung der Natur der Ladung, die mit den Emissionszentren solcher Linien verbunden ist, aus denen sich die Banden zusammensetzen, dieses Merkmal anzuwenden. Einige der Linien, welche das komplizierte kannelierte Absorptionsspektrum des Natriumdampfes bilden, besitzen, wie ich in früheren Arbeiten[1]) nachgewiesen habe, die Fähigkeit, die Polarisationsebene zu drehen, wenn das Licht durch den magnetisierten Dampf in der Richtung der Kraftlinien hindurchgeschickt wird. Ich lasse weißes Licht durch ein Nicolsches Prisma und eine zwischen den Polschuhen eines großen Elektromagnets liegende Stahlröhre gehen. Weiter folgen ein Analysator, Kondensorlinsen und ein Spektroskop. Die Röhre enthält metallisches Natrium und wird hochgradig evakuiert, weil der Dampf sein Drehungsvermögen verliert, wenn er mit einem inerten Gase vermischt wird. Wird das zweite Nicol auf Auslöschung eingestellt, so verschwindet das Spektrum des Kraters der Bogenlampe; bei Erhitzung der Röhre und Erregung des Magnets treten aber eine gewaltige Anzahl von Linien im roten und im grünblauen Spektralgebiete auf. Ich habe auf diese Weise erhaltene Spektren, weil sie von anderen Arten von Spektren von Grund aus verschieden sind, „magnetische Rotationsspektren" oder „Spektren magnetischer Drehung" genannt. Macaluso und Corbino beobachteten den Effekt an den *D*-Linien unter Verwendung einer Natriumflamme zwischen den Polen eines Magnets, doch entgingen ihnen die komplizierten hellen Linienspektren, welche nur dann auftreten, wenn sehr dichter Natriumdampf im Vakuum gebildet wird.

Bei der Drehung für Wellenlängen in der Nähe der *D*-Linien bietet es keine Schwierigkeit, die Richtung zu bestimmen, d. h. festzustellen, ob sie positiv oder negativ ist. Die breiten Bänder gedrehten Lichtes, welche die Absorptionslinien einfassen, lassen sich nämlich durch geringe Drehungen des Analysators von einer Seite auf die andere verschieben; oder man kann auch die so oft angewandte Anordnung des Fresnelschen Doppelprismas aus Rechts- und Linksquarz benutzen, welche auf den ersten Blick den Drehungssinn angibt. Bei den schmalen Linien der kannelierten Spektren ist durch Drehung des Analysators kein Aufschluß darüber zu erlangen, ob die Drehung positiv oder negativ ist, denn die denkbar kleinste Drehung aus der Auslöschungsstellung heraus läßt das kontinuierliche Spektrum aufleuchten, so daß die Rotationslinien verschwinden. Indessen ist die Bestimmung der Natur der Drehung in diesem Falle von äußerster Bedeutung, denn sie wird viele weitere Hinweise auf die Struktur des Atoms liefern. Ich versuchte zunächst, an Stelle des weißen heißen Kraters Metallbögen als Lichtquellen zu verwenden, auf die Chance hin, daß einige Linien die richtige Wellenlänge haben könnten, um im Gebiete des kannelierten Spektrums eine Drehung zu erfahren. Würde es sich finden, daß von diesen Linien irgendwelche durch den Dampf gedreht würden, so würde man leicht durch Drehung des Analysators bis zu ihrer Auslöschung ihren Drehungssinn bestimmen können. Indessen fanden sich keine Linien, die gerade die richtige Wellenlänge gehabt hätten. Ich kam dann auf den Gedanken, daß man das selektive Drehungsvermögen des Dampfes nutzbar machen könnte, um eine Lichtquelle zu liefern, die gerade aus den richtigen Wellenlängen bestehe, mit anderen Worten, daß man magnetisierten

1) Phil. Mag. Okt. 1905, Nov. 1906.

Natriumdampf zwischen gekreuzten Nicols als Lichtfilter benutzen könnte. Demgemäß schickte ich das Licht nach dem Durchgang durch die gekreuzten Nicols bei erregtem Magnetfelde durch eine zweite magnetisierte Dampfröhre und nahm mit einem dritten Nicol und einem Spektroskop die Untersuchung vor. Ich hoffte, daß es möglich sein würde, wenn ich das dritte Nicol auf Auslöschung einstellte und durch Erregung des zweiten Magnets das helle Linienspektrum wieder erscheinen ließ, den Drehungssinn der Linien dadurch zu bestimmen, daß ich beobachtete, in welcher Richtung das dritte Nicol gedreht werden müßte, um die Linien auszulöschen. Der erste Magnet mit seiner Natriumröhre und den Polarisationsprismen liefert geradlinig polarisiertes Licht von genau den Wellenlängen der hellen Linien des magnetischen Rotationsspektrums. Dieses Licht geht dann durch eine zweite magnetisierte Natriumdampfröhre, ein Nicol und ein Spektroskop. Nachdem das Nicol auf Auslöschung eingestellt worden war, verschwand das helle Linienspektrum und erschien wieder, sobald der Magnet erregt wurde. Es zeigte sich indessen, daß eine Drehung des dritten Nicols gänzlich ohne Einfluß auf das Auftreten der Linien war, trotz des Umstandes, daß das Licht ursprünglich geradlinig polarisiert war. Der magnetisierte Natriumdampf hatte anscheinend das Licht vollständig depolarisiert. Die Ursache dieser Erscheinung ist nicht schwer zu erklären. Die Linien, welche zusammen das magnetische Rotationsspektrum bilden, erschienen zwar auf einer Photographie, die ich vor zwei Jahren mit einem Konkavgitter von 12 Fuß Halbmesser aufgenommen hatte, so schmal wie die Linien des Eisenbogens, sind aber in Wirklichkeit nicht monochromatisch. Die Wirkung einer Absorptionslinie besteht darin, daß sie die Polarisationsebene von Wellen nahezu derselben Wellenlänge um verschiedene Winkel dreht, welche von ihrer Nähe zur Absorptionslinie abhängen. Eben diese Wellen werden von dem Nicol durchgelassen. Die Linie hat daher eine endliche, wenn auch geringe Breite, und die zweite Röhre mit magnetisiertem Dampf dreht die monochromatischen Komponenten, aus denen sich die Linie zusammensetzt, um verschiedene Winkel. Etwas von dem Licht der Linie wird daher von dem dritten Nicol in jeder Stellung durchgelassen.

Auf Grund ihrer Analogie mit den hellen gedrehten Linien, welche die D-Linien bei Untersuchung unter ähnlichen Bedingungen begrenzen, durfte man erwarten, daß alle Linien des magnetischen Rotationsspektrums doppelt seien, und ich habe viel Zeit auf Versuche verwandt, ihre Duplizität unter Verwendung eines Stufengitters nachzuweisen. Ich habe indessen keine entscheidenden Ergebnisse erzielt, und neuere Versuche zeigen ganz bündig, daß das Drehungsvermögen der meisten Absorptionslinien nur auf Wellenlängen auf der einen Seite der Linie beschränkt ist. Eben diese Wirkung beobachtet man in verstärktem Maße an der ultravioletten Absorptionslinie des Quecksilbers, $\lambda = 2536$ Å.-E., welche, wie ich in einer früheren Veröffentlichung[1]) gezeigt habe, sehr unsymmetrisch verbreitert wird.

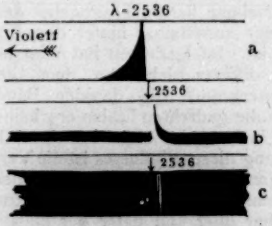


Fig. 1.

Fig. 1, a und b, zeigt die Form der Absorptionskurve und die magnetische Drehung, wie sie sich mit den Fresnelschen Quarzprismen darstellt. Fig. 1c gibt das Spektrum wieder, welches man erhält, wenn man weißes Licht durch den zwischen gekreuzten Polarisationsprismen angeordneten Dampf gehen läßt.

Das Verhalten des Quecksilberdampfes soll in einer späteren Veröffentlichung ausführlich behandelt werden. Für jetzt genügt die Bemerkung, daß eine Absorptionsbande möglich ist, welche nur für solche Wellenlängen eine merkliche magnetische Drehung liefert, die sich an der einen Seite an sie anschließen.

Hieraus geht hervor, daß die Linien des magnetischen Rotationsspektrums nicht notwendig doppelt zu erscheinen brauchen, selbst nicht bei dem höchsten Auflösungsvermögen (unter Vernachlässigung von Drehungen von mehr als 90°). Obschon die Linien, selbst bei Anwendung eines großen Gitters, so fein wie Bogenlinien erscheinen, so zeigt doch der magnetisierte Natriumdampf mit dem Polarisationsprisma, daß in Wirklichkeit jede einzelne Linie ein enges Spektralgebiet umfaßt, dessen individuelle Komponenten durch den Dampf um verschiedene Winkel gedreht werden.

Der Versuch, der schließlich die Natur der Drehung klar erkennen ließ, wurde mit einem Paar Fresnelscher Quarzprismen angestellt. Sie waren viel dünner als die gewöhnlich benutzten; ich sah nämlich, daß es besser sein würde, mit einer einzigen breiten Auslöschungsbande zu arbeiten, als mit einer großen Anzahl

1) Astrophys. Journ. Juli 1907.

paralleler Banden. Die magnetisch gedrehten Linien sind matt im Vergleich zu dem kontinuierlichen Spektrum, aus dem sie stammen, und es ist daher wichtig, den Hintergrund, auf dem sie auftreten sollen, so dunkel wie möglich zu machen. Bei Verwendung eines dicken Fresnelschen Prismas erhält man das kontinuierliche Spektrum in voller Stärke, durchkreuzt von einer Anzahl paralleler dunkler Banden, welche den Punkten auf dem Spalt entsprechen, in denen die Polarisationsebene der Auslöschungsebene (lange Diagonale) des Analysators, der unmittelbar hinter dem Spalt steht, parallel ist. Infolgedessen hat man mehr oder weniger diffuses Licht von dem Gitter, was den Hintergrund (die dunklen Banden), auf welchem die gedrehten Linien erscheinen sollen, viel zu hell macht. Die beste Methode zur Beseitigung dieses Einflusses ist die Verwendung eines dünnen Prismas und das Verdecken des Spaltes mit Ausnahme eines kleinen Stückes unmittelbar über und unter der einzigen dunklen Auslöschungsbande.

Bei solcher Anordnung des Apparates muß die magnetisch gedrehte Linie die dunkle Bande von oben oder von unten her durchdringen, je nachdem, ob die Drehung positiv oder negativ ist. Wenn man den Magnet erregt und die Natriumröhre allmählich erhitzt, so sieht man, wie scharfe Lichtnadeln aus dem kontinuierlichen Spektrum in das dunkle Gebiet unmittelbar rechts und links von den *D*-Linien herabschießen, wie das Macaluso und Corbino, Zeeman und andere Forscher beschrieben haben. Kehrt man das Magnetfeld um, so schießen die Lichtnadeln von unten herauf. Die Richtung, in welcher die Polarisationsebene durch die *D*-Linien gedreht wird, zeigt, daß sie durch Schwingungen negativer Elektronen verursacht werden. Die wichtige Frage, welche wir zu beantworten haben, ist die, ob die Absorptionslinien der Bandenspektren die Polarisationsebene in demselben oder im entgegengesetzten Sinne drehen, und ob sie sich alle gleichartig verhalten.

Das magnetische Rotationsspektrum ist im roten und orangefarbenen Spektralgebiet viel heller als im grünen und blauen. Ich habe deshalb die ersten Beobachtungen in jenem Teile des Spektrums angestellt. Das Spektroskop war ein Instrument von mittlerer Größe und bestand aus einem Fernrohr und einem Kollimator von ungefähr 180 cm Brennweite mit einem ebenen Gitter.

Die Natriumröhre wurde erhitzt, bis die feinen schwarzen Absorptionslinien im Rot deutlich in dem kontinuierlichen Spektrum über und unter der von dem Fresnelschen Prisma herrührenden horizontalen dunklen Bande erschienen. Dann wurde der Strom im Magnetkreise geschlossen, dessen Selbstinduktion so groß ist, daß das Feld erst nach mehreren Sekunden zu seiner vollen Stärke steigt. Dadurch war reichlich Zeit, genau zu sehen, was sich ereignete. Sobald der Stromschlüssel geschlossen wurde, begannen zahlreiche Lichtnadeln in die dunkle Zone einzudringen, und zwar schossen einige unter ihnen von oben herab, andere von unten herauf. Einige davon erstreckten sich nur zur Hälfte über die dunkle Bande, während andere sie vollständig kreuzten. Beim Öffnen des Schalters zogen sich die leuchtenden Nadeln langsam von dem dunklen Hintergrunde in die helle Zone, aus der sie gekommen waren, zurück, und erinnerten an die Tentakeln gestörter Hydroide. Die Erscheinung ist eine der schönsten, die ich seit längerer Zeit gesehen habe, denn sie zeigt gleichzeitig, daß einige der Absorptionslinien die Polarisationsebene im positiven Sinne drehen, während andere sie im negativen drehen.

Ich habe eine recht befriedigende photographische Aufnahme der Erscheinung auf einer panchromatischen Platte von Wratten and Wainwright bei einer Belichtungsdauer von

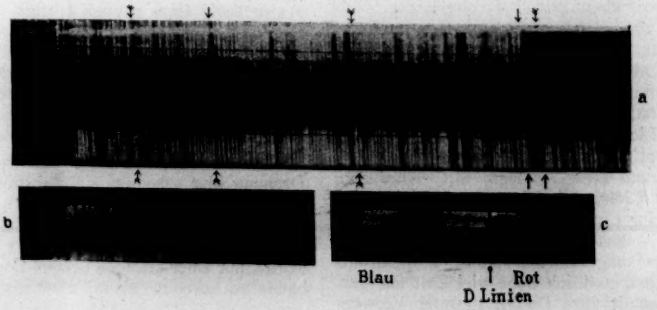


Fig. 2.

einer Stunde erhalten. Sie ist in Fig. 2a abgebildet. Fig. 2b ist ein Kontaktabdruck von dem Originalnegativ, und Fig. 2c ein Abzug von einer Platte, die mit einem kleinen Zweiprismenspektroskop aufgenommen worden ist und das ganze sichtbare Spektrum mit dem Phänomen an den *D*-Linien zeigt. Wie man sieht, haben sich bei einigen Linien die hellen Lichtnadeln fast ganz aus dem Absorptionsspektrum zurückgezogen und eine dunkle Linie zurückgelassen (vgl. die Spektren oben und unten an den durch die Pfeile gekennzeichneten Stellen).

Wenn die positive Drehung bei den *D*-Linien als Beweis dafür dienen kann, daß sie von negativ geladenen Elektronen herrühren, so sind meiner Ansicht nach die beiden Arten der Drehung im kannelierten Spektrum ein Beweis dafür, daß wir in dem Atom sowohl positive als auch negative Elektronen haben. Es ist vielleicht unklug, von einem positiven Elektron zu reden, da „Elektron" die Bedeutung der unkörperlichen negativen Ladung nach ihrer Abtrennung von dem Atom angenommen hat.

Ob das Vorhandensein beider Arten magnetischer Drehung das Vorhandensein sowohl positiv als negativ geladener diskreter Teilchen im Atom beweist, ist eine Frage, deren Beantwortung den theoretischen Physikern überlassen bleiben muß. Die Beobachtungen, über welche ich in dieser Arbeit berichtet habe, beweisen nur, daß einige der Absorptionslinien eine Drehung im entgegengesetzten Sinne bewirken, wie die von den *D*-Linien bewirkte.

Jean Becquerel hat das Vorhandensein positiver Elektronen in gewissen kristallinischen Mineralien aus der Änderung im Aussehen der Absorptionsbande geschlossen, die eintritt, wenn der Kristall in ein Magnetfeld gebracht wird. Die Bedingungen sind aber in seinem Falle viel komplizierter als beim Natriumdampf, denn er hat es mit Molekülen der seltenen Erden zu tun, die mit anderen Substanzen verbunden oder in solche eingelagert sind.

Es wird äußerst interessant sein, die Drehungsrichtung der Linien im grünen oder blauen Spektralgebiet zu bestimmen, denn es hat sich ergeben, daß diese mit den regelmäßig verteilten Linienserien in den durch monochromatische Strahlung erregten Fluoreszenzspektren zusammenfallen.[1])

Ich bin zurzeit damit beschäftigt, diesen Gegenstand in Gemeinschaft mit Herrn Felix Hackett, Fellow der Kgl. Universität Dublin, zu untersuchen.

1) Vgl. meine frühere Veröffentlichung: „Fluoreszenzspektren und Spektren magnetischer Drehung des Natriumdampfes, und ihre Analyse." Diese Zeitschr. **7**, 873, 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 5. Januar 1908.)

Ein neues Spektralphotometer vom Hüfner-Typus.

Von R. A. Houstoun.

Das Hüfnersche Spektralphotometer[1]) besteht aus einem Spektroskop, vor dessen Spalt ein Glan-Thompsonsches Prisma *N* und ein Glasprisma *AC* (siehe Fig. 1) angeordnet sind. Die einander gegenüberliegenden Flächen von *AC* sind parallel; die Winkel *A* und *C* betragen jeder 71° 31′. Die Kante *A* ist sehr scharf geschliffen und halbiert den Spalt *gh*. Wir wollen nun zwei Lichtbündel betrachten, deren Intensität verglichen werden soll. Das obere Bündel, welches von den Strahlen *sAq* und *thr* begrenzt wird, besteht ursprünglich aus natürlichem Licht, wird aber durch das Prisma *AC* teilweise polarisiert. Der Winkel und der Brechungsindex des Dispersionsprismas sind so gewählt, daß das Licht wieder entpolarisiert wird. Bei Betrachtung durch das Dispersionsprisma erscheint daher die untere Hälfte des Spaltes von natürlichem Lichte erfüllt. Das untere Bündel, welches von den Strahlen *ugp* und *vAq* begrenzt wird, ist durch das Prisma *N* geradlinig polarisiert. Die obere Spalthälfte erscheint daher von geradlinig polarisiertem Lichte erfüllt. In den Gang beider Strahlenbündel nach dem Verlassen des Dispersionsprismas wird ein Nicol eingeschaltet, und zwar mit Vorliebe im Okular, weil dann ein Nicol von kleinerer Apertur ausreicht.

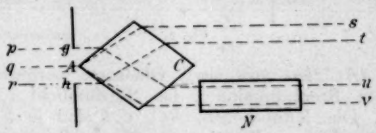


Fig. 1.

Blickt man durch das Okular, so sieht man zwei Spektren übereinander, welche durch eine sehr feine Linie voneinander getrennt werden. Durch Drehen des Nicols kann man die Helligkeiten dieser beiden Spektren gegeneinander abgleichen.

Es ist wesentlich, daß die eine Hälfte des Gesichtsfeldes geradlinig polarisiert ist, und daß die andere natürliches Licht enthält. Dazu genügt nicht jedes beliebige Dispersionsprisma; sein Winkel muß vielmehr so gewählt werden, daß die durch das Prisma *AC* hervorgebrachte Polarisation wieder aufgehoben wird.

Ich habe kürzlich ein Spektrometer in ein Spektralphotometer umgewandelt, bei welchem beide Hälften des Gesichtsfeldes senkrecht zu-

1) G. Hüfner, Über ein neues Spektralphotometer, Zeitschr. f. phys. Chem. **8**, 562—571, 1889.

einander geradlinig polarisiert sind, und bei welchem ein einziges Prisma die Funktionen der Prismen AC und N versieht (siehe Fig. 2).

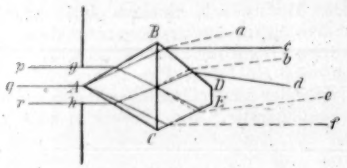


Fig. 2.

ABC ist aus einer Glassorte hergestellt, deren Brechungsindex für Natriumlicht 1,526 ist. Die Kanten AB, BC, CA sind je 2 cm lang. Dieses Prisma ist auf ein Prisma aus Kalkspat — $BDEC$ — aufgekittet, welches parallel zur Achse und senkrecht zur Zeichnungsebene geschnitten ist. Der Winkel D beträgt $127^0\,12'$, der Winkel E $115^0\,49'$ und der Winkel BCE $36^0\,44'$.

Die Wirkungsweise des Prismas wird leichter verständlich werden, wenn wir die Lichtbündel in der umgekehrten Richtung, von der Objektlinse des Kollimators zum Spalt, verfolgen. Der Strahl pq wird durch das Kalkspatprisma in zwei Teile zerlegt, den ordentlichen, cd, und den außerordentlichen, ab. Der Strahl qr wird gleichfalls in zwei Teile zerlegt, von denen aber nur der außerordentliche, ef, austritt, während der ordentliche an der Fläche CE total reflektiert wird. Die Figur ist in natürlichem Maßstabe gezeichnet. Die Strahlen ef und cd treffen 15 cm weiter draußen zu einem elliptischen Lichtfleck von 2,0 bei 2,4 cm zusammen, dessen große Achse vertikal verläuft. Das Bündel ab mißt volle 2 cm. Der Durchmesser der Objektlinse beträgt ein Zehntel der Kollimatorlänge.

Haben wir nun als Lichtquelle einen Glühstrumpf hinter einem Schirm mit einer Öffnung von 2,0 bei 2,4 cm oder mehr am richtigen Platze, und blicken wir durch das Fernrohr auf den Spalt, so sehen wir zwei Spektren übereinander, die senkrecht zueinander polarisiert sind. Die ordentliche Komponente des unteren Strahlenbündels kommt gar nicht auf den Spalt, die außerordentliche des oberen nicht auf die Objektivlinse des Kollimators. Der Spalt ist ungefähr 7 mm hoch, und die Lichtbündel sind fast 1 cm voneinander entfernt, bevor sie in den Kalkspat eintreten.

Die Winkel brauchen nicht sehr genau zu sein. Der einzige wichtige Punkt ist der, daß die Achse des Kalkspatprismas parallel zur Kante A und senkrecht zur brechenden Kante des Dispersionsprismas sein muß.

Das Instrument arbeitet außerordentlich gut, und die begrenzte Größe der Apertur macht in der Praxis keine Schwierigkeiten.

Die Kosten der vorstehenden Untersuchung hat der Carnegie-Trust für die Universitäten Schottlands getragen.

Universität Glasgow, 9. Dezember 1907.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 17. Dezember 1907.)

Über die Lichtabsorption in Anilinfarbelösungen vom Gesichtspunkte der optischen Resonanz.

Von Stanislaw Kalandek.

Vor einigen Jahren hat Professor Kossonogow in dieser Zeitschrift eine neue Ansicht über die Ursache der Färbung der Körper veröffentlicht.[1]) Vorstehende Arbeit wurde von mir unter Prof. Kossonogows Anleitung ausgeführt und schließt die Anwendung einiger Schlußfolgerungen aus der Theorie der elektromagnetischen Resonanz auf die optische in sich.[2])

Vorläufig habe ich mir zur Aufgabe gemacht, die Wirkung des Dielektrikums auf die Farbe der Lösung zu untersuchen. Bezeichnen wir die Länge der von einem gegebenen kugelförmigen Resonator in der Luft ausgestrahlten Welle mit λ und die Länge der von demselben Resonator in einem Dielektrikum mit dem Brechungskoeffizienten n ausgestrahlten Welle mit λ_1, so erweist es sich, daß diese Größen voneinander und vom Radius des Resonators (r) in folgendem Abhängigkeitsverhältnisse stehen[3]):

$$\lambda = \frac{4\pi r}{\sqrt{3}} : \lambda' = \frac{4\pi r}{\sqrt{3}} n.$$

Anders gesagt: mit der Vergrößerung des Brechungskoeffizienten des Dielektrikums vergrößert sich auch die Länge der vom Resonator ausgestrahlten Welle. Wenden wir nun diese Schlußfolgerungen aufs Licht an, so können wir erwarten, daß wir beim Ersetzen eines auflösenden Stoffes durch einen andern mit einem größeren Brechungskoeffizienten eine Verschiebung der Farbenabsorptionszonen nach dem roten Ende des Spektrums zu konstatieren können.

Zur Beobachtung dieser Erscheinung untersuchte ich sechs Farben in Alkohol und in Anilin. Bei den Messungen bediente ich mich

1) J. Kossonogow, diese Zeitschr. **4**, 208, 258, 1903: Die optische Resonanz als Ursache der selektiven Lichtabsorption und -reflexion. Kieff 1903. Siehe auch „Boltzmann, Festschr.".

2) Über diese Frage siehe auch: Bialobjesky, „Die Lichtabsorption in farbigen Lösungen". Kieff 1903.

3) J. J. Thomson, Recent researches in Electricity and Magnetism. S. 370.

des Mikrospektralphotometers nach Engelmann[1]), in dem bekanntlich das Verhältnis der Farbenabsorption im Spektrum zum Spektrum des weißen Lichtes, das durch ein Gläschen von der Dicke der Farbenlösung fällt, gleich in Prozenten angegeben wird. Das Spektrum wurde über je 10 $\mu\mu$ untersucht, in den Fällen, wo es nötig schien, wurde die Untersuchung über je 5 $\mu\mu$ durchgeführt. Jede Messung wurde nicht weniger als zehnmal wiederholt. Der mittlere Fehler bei verschiedenen starken Absorptionen wird in folgenden Zahlen ausgedrückt:

25 Proz. $\pm$ 2,1; 65 Proz. $\pm$ 1,2; 95 Proz. $\pm$ 0,15.

Behufs größerer Anschaulichkeit habe ich meine Ergebnisse graphisch dargestellt (Fig. 1 und 2). Auf der Abszissenachse sind die Wellenlängen, auf der Ordinatenachse die entsprechenden Absorptionen in Prozenten gegeben. Den Anforderungen der Theorie wird nur qualitativ Genüge geleistet. (Mit Ausnahme von Korallin, wofür die ganz entgegengesetzten Resultate erzielt werden, aber davon wird weiter unten die Rede sein.) Wenn wir das Verhältnis der Brechungskoeffizienten nehmen, so erhalten wir

$$\frac{n_{\text{Anilin}}}{n_{\text{Alkohol}}} = \frac{1{,}586}{1{,}362} = 1{,}16; \quad \frac{n_{\text{Anilin}}}{n_{\text{Wasser}}} = \frac{1{,}586}{1{,}333} = 1{,}19,$$

während die Präparate folgende Tabelle geben.

	Verhältnis der Wellenlängen	
Fuchsin	$\frac{560}{550} = 1{,}018$	Anilin-Alkohol
Kristallviolett	$\frac{605}{585} = 1{,}034$	Anilin-Alkohol
Magdala	$\frac{572{,}5}{567{,}5} = 1{,}008$	Anilin-Alkohol
Korallin	$\frac{455}{465} = 0{,}978$	Anilin-Alkohol
Phloxin	$\frac{560}{515} = 1{,}087$	Anilin-Wasser
Methylenblau	$\frac{675}{665} = 1{,}015$	Anilin-Wasser

Die Frage, woher solch eine Abweichung rührt, ist vorderhand schwer zu lösen. Zieht man jedoch in Erwägung, daß diese Abweichung

1) Engelmann, Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie 5, 289, 1888.

Farbe Formel	Fuchsin $C_{19}H_{20}N_3ClO_4$		Phloxin $C_{20}H_4Cl_2Br_4O_5K_2$		Magdala		Kristallviolett $C_{25}H_{30}N_3Cl + 8H_2O$		Korallin $C_{19}H_{14}O_3$		Methylenblau $C_{16}H_{18}N_3SCl$	
Dicke d. Küvette Konzentration	3 mm 1 g + 30000 c³		5 mm 1g+15000 Konz.Lös.	2 mm	3 mm 1 g + 25000 c³		3 mm 1 g + 100000 c³		5 mm 1 g + 5000 c³		3 mm 1 g + 50000 c³	2 mm
	Alkohol	Anilin	Wasser	Anilin	Alkohol	Anilin	Alkohol	Anilin	Alkohol	Anilin	Wasser	Anilin
Wellenlänge in $\mu\mu$												
690—680											53,5	79
680—670											69,1	(83,6)
670—660											(72,5)	76,4
660—650											69	70,1
650—640	31,7	22,8				20,3	31	27,7			66,7	66
640—630	38,6	25,1		23,6		23,7	37,3	49,9			63,7	63,4
630—620	39,6	28,8		30,7		27,8	42,1	60,4			63,1	57
								75,5				
620—610	40,5	37,3		33,6		28,2	54,7	76,3			64,7	53,3
610—600	45,5	50,3		35,2	17,5	35,1	67,4	(77,1)			61,6	45,7
		65,8										
600—590	46,1	73,5		45,3	31	46,9	78,9	75,8			58,5	33,2
	62,5	80,4		59,6		68,2						
590—580	73	85,5	32,5	66,6	54,8	78,8	(83,1)	75,2			48,2	30,5
	82,1	90,2		81,1	76,9	82,8						
580—570	86	92,6	42,3	86,3	84,1	(84,3)	82,1	73,2			43,1	26,9
	91,1	93,5		90,6	(85,8)	83,8						
570—560	93	93,8	55,8	91,7	85,5	83,1	81,2	73			37,6	26,4
		93,8	70,5	91,6								
560—550	94	93,2	80,8	89,8	82,6	78,5	78,8	66,5			32	26,1
550—540	94,1	92,4	85	86,8	77,4	74,1	78	61,2			29	20
540—530	93,8	91,8	87,5	84,3	76,8	71,1	70	62,8			26	19,3
530—520	92,7	91,2	91	82,7	74,2	68,2	68,2	60,9	33,6	48,7	26	20,1
520—510	92,7	88,8	(92,3)	80,1	68,3	59,6	59,2	48,8	47,7	46,6		
510—500	91,3	87,8	91,3	75,1	61,4	54,8	50		58,4	52,7		
500—490	89	83	89,5	66,8	54,4	51,8	41		63,7	60,3		
490—480	85,3	75,2	83	60,4	46,4	45,2	34		68	68,5		
480—470	76,9	69,5	73,8	58,5	35,8	42,7	34		70,9	72,3		
470—460	69,4	59,1	66,5	57,1	34,5	40,8	30,5		(73,1)	76,4		
460—450	64,7	53	53	52,5	29,8		30,4		71	(78,8)		
450—440	52	48,2	49						66,3	77,8		
440—430	44	38	41,8						59,5	76,5		
430—420		33	34,8						51,6	72		
420—410										63,2		

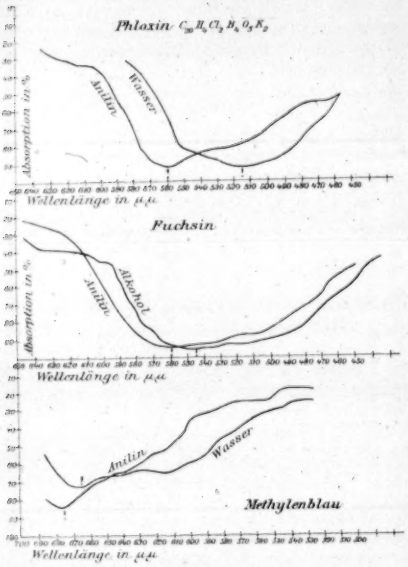


Fig. 1.

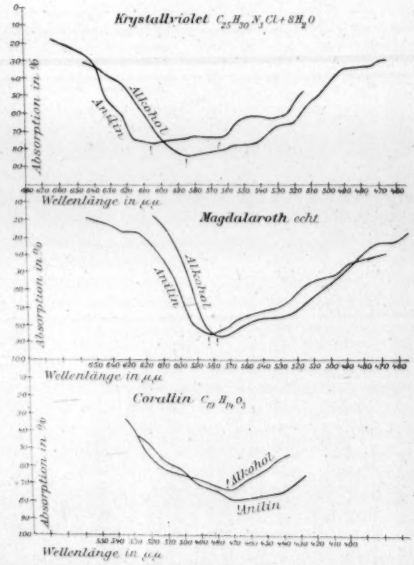


Fig. 2.

nicht für alle Farben die gleiche ist, so kann man annehmen, daß im gegebenen Falle der chemische Zustand der Farbe eine große Rolle spielt.

Außer der Wirkung des Dielektrikums habe ich auch die Veränderung der Absorptionsspektren in bezug auf Konzentration und Dicke der Schicht untersucht.

Angenommen, wir hätten es mit einer Reihe von Resonatoren zu tun, p_1, p_2. p_r bezeichnet die Zahl der freien Schwingungen, die diese Resonatoren in 2π Sekunden machen. Schwingen diese Resonatoren alle zugleich, so verändert sich die Periode der Schwingung eines Resonators nach dem folgenden Gesetz [1]):

$$a_{11}\,\delta(p_1^2) = -p_1^4\left\{\frac{a_{12}^2}{a_{22}(p_2^2-p_1^2)} + \frac{a_{13}^2}{a_{33}(p_3^2-p_1^2)} + \cdots + \frac{a_{1n}^2}{a_{nn}(p_n^2-p_1^2)}\right\},$$

wo a_{pp} der Koeffizient der Selbstinduktion des p^{ten} Resonators, a_{rp} aber der Koeffizient der gegenseitigen Induktion des p^{ten} und r^{ten} Resonators ist. δp_1^2 ist die Veränderung der Anzahl der Schwingungen. Die letzte Größe ist, wie die Formel zeigt, positiv für die Resonatoren, welche im Vergleich zu den andern schneller und negativ für die, welche langsamer schwingen. Außerdem ist sie der vierten Potenz von p_1 proportional, d. h. die Vergrößerung der Zahl der Schwingungen muß größer sein als ihre Verkleinerung.

Wenn wir diese Formel auf Licht anwenden, können wir die Forderungen der Theorie so formulieren:

1. Bei der Vergrößerung der Konzentration in der Lösung ist eine unsymmetrische Erweiterung der Absorptionszone zu erwarten. Die Zone muß sich zum violetten Ende des Spektrums hin mehr erweitern, als zum roten hin.

Ferner: Eine Vergrößerung der Konzentration und eine dieser Konzentration proportionale Vergrößerung der Dicke der Schicht kann man, in bezug auf ihre Eigenschaften, nicht als identisch auffassen, da, obgleich die Zahl der Resonatoren annähernd dieselbe bleibt, der Koeffizient der gemeinsamen Induktion im ersten Falle sich vergrößert, im zweiten aber ungeändert bleibt.

Aus diesem Grunde dürfen wir noch erwarten, daß

2. die Vergrößerung der Konzentration eine größere Verschiebung der Zone hervorruft, als die Vergrößerung der Dicke der Schicht.

Hieraufhin habe ich neun Farben untersucht.

Ich wählte mir eine bestimmte Lösung aus und untersuchte sie bei einer Dicke der Küvette = 2 mm, 3 mm, 5 mm, 10 mm. Hierauf vergrößerte ich in demselben Verhältnisse die Konzentration und untersuchte die Präparate in einer Küvette von 2 mm. Die Resultate sind in folgenden Tabellen angegeben.

1) J. J. Thomson, Recent researches in Electricity and Magnetism. S. 533.

	Kristallviolett $C_{25}H_{30}N_3Cl + 8H_2O$ Alkohol							Indigotin Wasser							Echtblau Wasser						
		II mm				I / 100000			II mm				I / 5000			II mm				I / 5000	
	I / 100000	I / 66666	I / 40000	I / 20000	III mm	V mm	X mm	I / 5000	I / 3333	I / 2000	I / 1000	III mm	V mm	X mm	I / 5000	I / 3333	I / 2000	I / 1000	III mm	V mm	X mm
680—670								15	15,9	46,1	66,9	29,3	43,8	63,1	30,4	41,7	63,6	87,9	43,6	55,8	77,8
670—660		17,8	35,1	39	26	29,9	36,9	17,2	45,4	58,4	83,7	45	62,4	77,1	42,7	59,5	75,6	92,2	55,6	69,7	85,1
660—650		21,1	35,1	43,2	32,4	34	38,3	41	62,6	76,8	90,3	57,6	76,5	90,4	46,4	69,1	85,3	93,4	69,2	81	92
650—640	11,6	27	37,3	43,1	31	33,5	40,2	51,8	75,9	87	93,5	72,1	85,9	93,2	51,4	78,4	89,4	94,4	75,3	86,7	92,1
640—630	16,6	32,7	42,1	45,7	37,3	39	46,5	66,2	84,5	91,2	94,5	81,3	91,1	93,6	60,8	84	92,4	94,8	82,2	90,4	94,5
630—620	16,8	35,3	52,3	58,8	42,1	45,8	59,7	74,1	88,9	93,2	94,6	86,8	93	93,6	68,7	87,8	93,1	94,8	85,5	93	94,3
620—610	24,8	50,1	67,6	73,1 / 81 / 88,6	54,7	60,8	73,3 / 80,7 / 89	79,3	90,5	93,6	94,6	88,2	93,2	94,5	74,3	90,4	94,5	94,8	89,1	94,2	94,5
610—600	38,1	67,1	80,5	91,7	67,4	77,7	91,8	(80,2)	(91)	(94,2)	94,9	(89)	(93,9)	(94,8)	77,4	91,8	94,7	95	90,9	94,1	94,9
600—590	57,6	75,4	88,7	94,7	78,9	87,7	95	79,2	90	93,4	94,8	87,2	93,2	94,5	79,1	92,9	94,7	94,9	91,5	94,6	94,9
590—580	(67,2)	(80,8)	90,7	95,7	(83,1)	(91,6)	(96,4)	75,5	88,6	93	95	85,6	92	94,4	(79,7)	92,8	94,6	94,9	(91,7)	(94,8)	95
580—570	62,4	76,9	90,8	96,1	82,1	90,5	95	68,7	85,8	91,6	94,9	83,2	91	94,4	78,7	93	94,7	95	91,6	94,2	94,8
570—560	57,4	74,7	88,5	96,2	81,2	89,5	94,2	65,5	82,7	89,1	94,5	80,1	88,1	94	78,5	92,9	94,8	95	91,2	94,3	94,4
560—550	54,9	72,5	88,2	95,1	78,8	88,6	94,4	64,3	77,9	85,4	93,2	75,5	85,7	93	76	92,5	94,7	95	90,9	94,1	94,8
550—540	48,3	71,1	87,5	94,2	78	87,7	93,8	57,2	72,5	82,6	91,7	68,7	81,5	91,5	70,5	90,6	94,7	94,9	88,7	93,5	94,7
540—530	47,3	67,4	83,9	93,4	70	85,6	93	50,9	63	74,5	88,3	57,1	75,2	86,8	67,1	86,9	93,5	95	83,5	92	94,7
530—520	38,6	60,3	80,6	91,3	68,2	79,6	91,1	42,4	59,2	70	83,7	52,2	71,1	81,9	58,4	83	91,2	94,8	78,7	88,4	93,6
520—510	30,1	52,7	68,2	85,9	59,2	72,8	85,9	32,6	53,3	62,3	78,7	49	61,6	75	51,2	73,3	86,1	94,4	70,5	83,4	91,5
510—500	23,8	45,9	62,5	76,3	50	64,5	79,4	31	49,6	59	72,6	46,3	55,9	68,1	43,2	66,3	78,5	91,1	64,2	75,8	88,6
500—490	13,1	42,9	53	67,4	41	58,2	68,2	25	45,8	51,9	67,3	40,6	54,1	64,2	39,3	58,9	66,9	86,3	56,6	68,3	79,1
490—480	12,6	32,6	45,4	53,7	34	47,9	56,4	25	43,7	50,6	65,3	36	50,6	60	28,9	42,4	54,8	78,1	47	56,3	70,4
480—470	9	24,9	41	41,4	34	39,6	49,4	21	40,3	50,9	60,8	33	47,7	54,1	22	40,9	42,3	65,6	42,8	48,1	55,3
470—460	6	20,2	33,3	40,6	30,5	39,5	44,5		34	50,3	59	31	45,1	49	21,5	35,6	38,5	55,6	36,2	40	45,8
460—450	5	14,4	34,5	37,1	30,4	36,2	36,2		29	45	53,1	29	43	47	19,5	33	33,5	45,8	34,3	34,2	43,3
450—440	5	10	34	36	28	33	36		27	40	52	30	39	44	19	27	30	38,9	31	32	38
440—430	5				23	31	32		25	36	45	30	35	42	19	24	25	33	33		36
430—420															18	22	24	30	30		

	Methylenblau $C_{16}H_{18}N_3SCl$ Wasser							Wasserblau $C_{38}H_{32}N_4O_9S_3$ Wasser							Fuchsin $C_{19}H_{20}N_3ClO_4$ Alkohol						
	II mm				I			II mm				I			II mm				I		
	I/50000	I/33333	I/20000	I/10000	III mm	V mm	X mm	I/5000	I/3333	I/2000	I/1000	III mm	V mm	X mm	I/30000	I/20000	I/12000	I/6000	III mm	V mm	X mm
690—680	32	50,3	62	70,4	53,5	62,3	74,5														
680—670	43,8	66,7	74,2	86,8	69,1	78,9	89,9	25,3	35,4	57,8	81,5	25,5	31,3	66,4							
670—660	(56,5)	(67,5)	(79,4)	(92,2)	(72,5)	(83,4)	(94)	32	46,3	69,4	89,2	36	43,9	75							
660—650	54,1	66,5	76,5	90,8	69	78,5	92,7	41,2	53,8	77,3	91,2	50,9	59,2	82,9							
650—640	49,6	62,8	75,3	87,8	66,7	76	90,8	51,4	68,4	82,5	94,2	59	72,4	88,4							
640—630	46,9	60,8	75,9	88	63,7	72,4	87,9	56,6	77	86,9	94,4	67,1	77,1	91,2							
630—620	41,4	60,6	78,7	90	63,1	72,7	87,9	64,1	83,7	90,6	95	73,6	81,9	93,2							
620—610	(42,4)	(64,1)	79,6 (82,2) 81,9	92,3	(64,7)	(76,1)	(88,9)	68,9	85,9	92,4	95,1	73	85,4	94							
610—600	41,9	61	79	(93,4)	61,6	71,8	87	72,9	87,1	93	95,3	78,6	87,3	94,1	27,7	38,1	43	55,5	45,5	45,6	50,2
																		65			64
600—590	32,3	55,2	73,9	91,2	58,5	66,3	84,1	73,6	87,7	93,4	95,2	81,9	88,1	94,6	37,3	46,7	53	73,5	46,1	64,7	70
																62	70	83,5	62,5	74	82
590—580	22	49,3	66,5	86,4	48,2	59,8	76,9	74,4	89	93,6	95,2	82,8	88,3	94,8	50,7	69	79	89	73	81	88
															64	80	87	93	82	89	93
580—570	22,8	45,8	56,6	79	43,1	50,6	68,7	(75,4)	(89,9)	(93,9)	95,3	(82,9)	(88,4)	94,9	75	85	90	95	86	91,5	95
															85	91	94,5		91		
570—560	18	41,5	43,5	72,8	37,6	45,4	62,5	74,3	89,5	93,7	95,4	82,1	87,5	94,7	89	92	94,5	95	93	94,7	95
															91,4	94				95,1	
560—550	19,9	37,1	37,4	63,8	31,7	38,3	53	73,2	88,4	93	95,4	80,6	85,6	93,8	92,3	94,3	95,1	95,1	94	95,1	95
															(92,7)						
550—540	15,3	34,2	34,7	50,6	29	38,1	46,6	69,3	86,7	92,5	95,8	76,1	83,3	91,8	(92,7)	(94,6)	(95,3)	95,3	(94,1)	(95,1)	95
540—530	16,8	31,4	33	42,5	26	37,9	44,3	62,6	80,6	89,4	95,2	73,8	78	89,5	91	93,8	95,1	95,2	93,8	95	95
530—520		31	32	37,4	26	35	41	60,6	74,3	84,9	94,3	61,4	69,3	86,8	89,5	93,1	95	95,1	92,7	95	95
520—510		30	31	36,8		34	39	51,8	62,7	77,7	91,6	58,7	61,6	82,6	87,2	92,5	94,5	95	92,7	95	94,9
510—500								47,3	54,2	69,5	86,1	53,3	53,2	74,7	85,3	90,6	94	94,7	91,3	94,7	95
500—490								47,6	50	58,3	75,6	44,6	44,7	68,3	81,1	87,4	93,6	95	89	93,4	94,8
490—480								41,5	41,6	50,5	65,8	40	36,1	55,1	73,3	81,6	89,7	94,6	85,3	90,5	94,5
480—470								39,9	41	41,7	50,1	38,7	30,7	44,2	62,9	75,7	82,7	92,2	76,9	87,7	93
470—460															50,4	65,7	71,5	87,4	69,4	80,9	88,1
460—450															43	52,1	62	73	64,7	71	80,9
450—440															32	41	49,6	65	52	64,1	69,2
440—430															24	35	48	56	44	56	61
430—420															22	33	45	42			

	Korallin $C_{19}H_{14}O_3$ Alkohol							Phloxin $C_{20}H_4Cl_2Br_4O_5K_2$ Wasser							Eosin $C_{20}H_6O_5B_4Na_2$ Wasser						
	II mm					I/5000		II mm				I/15000			II mm				I/15000		
	I/5000	I/3333	I/2000	I/1000	III mm	V mm	X mm	I/15000	I/10000	I/6000	I/3000	III mm	V mm	X mm	I/15000	I/10000	I/6000	I/3000	III mm	V mm	X mm
600—590				19		9	29	14,7	20,7	28,2	35,3				22,6	29,3	34,2	45	33,6	38,5	42,7
590—580				22,4		13	30	15,9	26	29,9	38,4	23,5	32,5	43,2	20,3	28,5	39,7	49,7	31,3	38,8	45,1
580—570			23,2	26,4		17	33	19,7	25,7	35,1	41,2	25	42,3	44,4	19,9	31,4	37,3	49,7	35,7	39,8	47,7
570—560			26,5	33,2		19	38,4	35	41,3	49,3	53,5 69,3	41,7	55,8	71,2	22,1	33	41,1	56,6	36,5	39,9	55,4
560—550		8,5	30,1	34,8		21	46,4			65	83,8		70,5	85,7							
550—540		12,6	37,4	38,1	9,9	21,8	51,6	50	60,5	75	89	59,2	80,8	89,9	16,7	37,6	48,7	64,1	38,2	47	63,1
540—530	17,8	21,7	38,6	41,1	21,2	29,9	55,6	59,6 64,3	74,5 80,4	83,2 87,6	93 94	74,5 80,2	85 87,5	93,2 93,6	15,4 47,5	44,4 65,7	57,3 78,6	76,1 91	51,9 67,7	59,2 76,6	72,4 81,7
530—520	22,8	25,7	44,6	61,4	24,9	33,6	65,5	73,4 77,9	86,5	91,5	94,5	86	91	94,1	69,3	70,9 80,4 85,4	88 91,6	95	87,2 82,3	89,2	94,5
520—510	23	36,1	54,5	76,3	29,9	47,7	77,5	(81,2)	(90,1) 88,8	(94,5)	94,6	(89,5)	(92,3)	(94,3)	(76,1)	88,4 88,5	92,4 92,3 91,6	96	(86,7)	(93,4)	94,7
510—500	29,1	39,1	67,4	85,6	38,8	58,4	82,1	76,6	86,2	92,3	(94,8)	86,9	91,3	93,7	68,8	82,8	89,3	96,1	83,5	90,6	94,7
500—490	33,4	47,5	76,3	88,5	42,2	63,7	85,2	63,1	80,8	87,6	93,2	81,9	89,5	93,6	59,3	71,8	81,2	94	73,8	84,2	92,1
490—480	35,2	(54,7)	(81,3)	91,3	48,1	68	88,1	49,5	72,4	81,1	90,9	72,5	83	90,2	46,4	62,5	75,9	91,4	67,4	78,8	89,8
480—470	(37,5)	54,2	81	91,2	47,1	70,9	88,3	36,7	63,5	71,1	85,4	64,7	73,8	86,8	37,2	54,2	65,7	83,9	59,3	69,9	83,7
470—460	34,4	51,4	80,5	90,9	48,1	(73,1)	(88,5)	24,3	51,4	59,5	75,2	54,5	66,5	77,8	31,1	39,7	58,2	74,0	50,5	63,8	74,5
460—450	31,1	48,3	76,6	89	46,1	71	86,6	12,4	40,2	47,7	65,3	45	53	66,7	19,8	31	44,4	63,8	43,3	55,2	63,2
450—440	27,9	43,8	74,4	86,9	38,3	66,3	86,9	9	30,5	37,4	47,6	34	49	58,4	20	27	34,2	63,8	38,4	48,5	64,8
440—430	23,4	40	68,4	81,5	29,3	59,5	83,1	7,5	29,4	32	44,2	25,4	41,8	51,5							
430—420	14,4	30,2	59,1	74	29,2	51,6	79,2	8	27	31	39	22,5	34,8	49							

Auch hier möchte ich eine graphische Darstellung anführen (Figur 3). Die oberen Kurven beziehen sich auf die verschiedenen

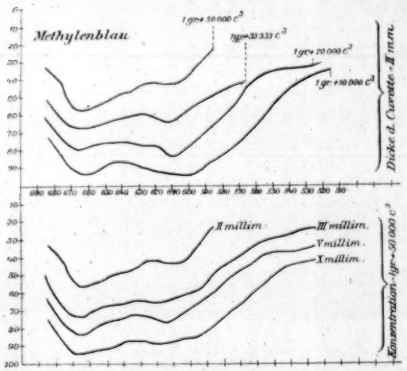


Fig. 3.

Konzentrationen, die unteren auf die verschiedenen Dicken. In den untersuchten Präparaten finden wir die Bestätigung der theoretischen Vermutungen. Im einzelnen ist diese Verschiebung gleich:

	Verschiebung bei 5 mal größerer	
	Konzentration	Dicke
Kristallviolett	15 $\mu\mu$	—
Indigotin	15 $\mu\mu$	—
Echtblau	15 $\mu\mu$	15 $\mu\mu$
Korallin	−5 $\mu\mu$	+10 $\mu\mu$
Phloxin	10 $\mu\mu$	—
Eosin	5 $\mu\mu$	5 $\mu\mu$
Methylenblau	10 $\mu\mu$	—
Wasserblau	5 $\mu\mu$	—
Fuchsin	12,5 $\mu\mu$	7,5 $\mu\mu$

Als Ausnahme zu der allgemeinen Regel erscheint wiederum dieselbe Substanz, nämlich „Korallin". Diese Farbe besitzt aber bekanntlich eine veränderliche chemische Struktur und diese Abweichung dient daher vielleicht als Beweis dafür, daß die genannte Farbe ihre Beschaffenheit ändert.

Die untersuchten Farben scheinen sich nicht gleich zur Vergrößerung ihrer Konzentration zu verhalten, und an einigen von ihnen bemerken wir eine unbedeutende Verschiebung des Absorptionsmaximums, dafür aber eine sehr unsymmetrische Erweiterung (Methylenblau). Zur andern Gruppe können wir die Farben zählen, deren Maximum sich ziemlich stark verschiebt, ohne daß dabei die Absorptionszone verwaschen wird (Kristallviolett).

Zum Schlusse möchte ich angeben, daß ich bei der ultramikroskopischen Untersuchung die körnige Struktur aller hier erwähnten Lösungen gefunden habe. Es gibt aber bis jetzt keine sichere Methode, die Größenverhältnisse dieser Körnchen zu bestimmen. Deswegen darf man auf Grund der obigen Untersuchungen nur indirekt behaupten, daß die Erscheinungen derart sind, als ob auch in Farbenlösungen optische Resonanz existiere.

Physikalisches Laboratorium der Universität Kiew, 15. Oktober 1907.

(Eingegangen 17. November 1907.)

Über die Wehnelt-Kathode im hochgradigen Vakuum.[1])

Bemerkungen zur Abhandlung des Herrn Frederick Soddy.

Von A. Wehnelt.

Herr Soddy schreibt in der betreffenden Abhandlung, daß meine Bemerkungen über den Evakuationsgrad in Entladungsröhren mit glühenden Oxydkathoden den allgemeinen Eindruck hervorgebracht haben, „daß die großen Stromstärken, um die es sich handelt, ganz und gar von den (aus den glühenden Oxyden) ausgetriebenen Elektronen getragen werden und daß sie daher durch jedes auch noch so vollkommene Vakuum hindurch gehen müßten."

Daß ich diese Ansicht nie gehabt habe, geht deutlich aus meiner Arbeit „über den Austritt negativer Ionen (Elektronen) aus glühenden Metallverbindungen und damit zusammenhängende Erscheinungen". Ann. d. Phys. **14**, 425—468, 1904, hervor.

Auf S. 431 der betreffenden Arbeit sage ich:

„In diesem Kapitel seien die Ergebnisse von quantitativen Versuchen über elektrische Strömung in Gasen unter Benutzung heißer Metalloxydelektroden mitgeteilt, wobei zwei Fälle gesondert behandelt sind und zwar 1. die unselbständige Strömung und 2. die selbständige Strömung.

Unter unselbständiger Strömung sei dabei diejenige verstanden, die nur durch das Vorhandensein sekundär erzeugter Ionen [bzw. Elektronen (hier durch glühende Metalloxyde)] aufrecht erhalten wird und die erlischt, sobald die sekundäre Ionenbildung aufhört. Unter selbständiger Strömung hingegen sei diejenige verstanden, die sich durch selbstgeschaffene Ionen unabhängig von etwa vorhandener sekundärer Ionisation aufrecht erhält."

Daß im möglichst guten Vakuum in Röhren mit Oxydkathoden eine rein unselbständige Strömung auftreten kann, der gesamte Strom

1) Frederick Soddy, diese Zeitschr. **9**, 8—10, 1908.

also nur von den aus dem glühenden Oxyde ausgesandten Elektronen getragen werden kann, ist auch jetzt noch meine Ansicht und ergibt sich aus dem Vorhandensein ausgeprägter Sättigungsströme, deren Stärke bei niedrigen (unter 0,1 mm liegenden) Drucken von diesem unabhängig ist.

Steigt der Druck über 0,1 mm, so zeigen die charakteristischen Kurven (V, i-Kurven) keine ausgeprägten Sättigungsströme mehr, sondern deuten diese nur in Wendepunkten an (s. die Fig. S. 443 der oben erwähnten Arbeit). Bei diesen Drucken tritt bereits bei kleinen Potentialdifferenzen (20 Volt), wie ich auf derselben Seite bemerkt habe, Ionisierung durch Ionenstoß ein; aus der unselbständigen wird dann eine selbständige Strömung.

Die Stromstärken, die man bei der reinen Elektronenleitung pro cm^2 glühender Oxydoberfläche im besten Vakuum erhält, sind nur klein. Der größte Wert, den ich bei einer Temperatur von 1367° erhielt, war etwa 10^{-2} Amp.

Bei der selbständigen Strömung in verdünnten Gasen liegen die Verhältnisse wesentlich anders. Hier wird der Strom durch die von ihm selbst erzeugten Ionen bezw. Elektronen getragen. Benutzt man bei dieser Art der Strömung glühende Oxydkathoden, so hat diese nur die Wirkung, je nach ihrer Temperatur den Kathodenfall mehr oder minder herabzusetzen.

In Anlehnung an die Anschauungen von J. J. Thomson[1]) nehme ich an, daß der Potentialfall an der Kathode seine Entstehung einer durch die verschiedene Geschwindigkeit der +-Ionen und Elektronen veranlaßten Verarmung[2]) an letzterem verdankt. Bringt man so viele Elektronen in den dunklen Kathodenraum, daß die Verarmung gerade aufgehoben wird, so ist auch kein Kathodenfall mehr vorhanden.

Die hierzu nötige Zahl von Elektronen ist nur gering gegenüber der Zahl von Ionen und Elektronen, die durch die Strömung selbst im Gase erzeugt werden, wie aus folgenden Resultaten hervorgeht: Bei der selbständigen Strömung in einem Rohr mit Oxydkathode, die auf ca. 1400° erhitzt ist, kann man Ströme von ca. 2—3 Ampere für jedes cm^2 glühender Oxydoberfläche hindurchsenden. Der bei der gleichen Temperatur von den aus dem Oxyd austretenden Elektronen getragene Strom beträgt aber, wie oben erwähnt, nur 10^{-2} Ampere. Man ersieht daraus, daß die Verarmung bereits durch Elektronenmengen aufgehoben wird, die nur 3—5 pro Mille des Gesamtstromes tragen.

Um starke Ströme durch Entladungsröhren zu senden, muß aber immerhin der Druck relativ niedrig sein, da der Potentialgradient auf der positiven Säule schnell mit dem Drucke wächst, wie ich[1]) bereits gefunden hatte und Herr Geiger[4]) durch exaktere Messungen bestätigt hat. Ist der Druck im Rohre jedoch so gering, daß bei kleinen angelegten elektromotorischen Kräften (110 bis 220 Volt) keine Ionisierung durch Ionenstoß eintritt, so kann auch keine selbständige Strömung einsetzen.

In Kathodenstrahlenröhren mit Oxydkathoden muß der Druck auch ziemlich tief gehalten werden, da bei höheren Drucken die Kathodenstrahlen diffus sind und keine scharf begrenzten dünnen Strahlenbündel geben. Auch diese Entladungsform ist eine selbständige, die nur einsetzt, wenn noch so viel Gas vorhanden ist, daß eine starke Ionisierung durch Ionenstoß möglich ist.

Berlin, 11. Januar 1908, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 13. Januar 1907.)

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. **47**, 253, 1899.

2) Daß ein Überschuß an +-Elektrizität im dunklen Kathodenraume vorhanden ist, ergibt sich auch aus den Potentialmessungen in diesem. Siehe A. Wehnelt, Ann. d. Phys. 10, 569—574, 1903.

3) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. **19**, 142, 1906.

4) H. Geiger, Ann. d. Phys. **22**, 1004—1006, 1907.

Über die Verwendung kontinuierlicher elektromagnetischer Schwingungen bei Dämpfungsmessungen.

Von Ragnar H. Rendahl.

In dieser Zeitschrift[1]) berichten die Herren Heinrich Freiherr Rausch von Traubenberg und Bruno Monasch über eine neue Methode, die Dämpfung schwach gedämpfter funkenloser Kreise zu messen. Die bekannte Methode, den zu messenden Kreis aus einem Funkenkreis, der verhältnismäßig stark gedämpft ist, in loser Kopplung zu erregen und die Ausschläge eines $\frac{1}{t}\int i^2\,dt$ anzeigenden Instrumentes vor und nach dem Einschalten eines gemessenen Widerstandes zu vergleichen, wird von den Verfassern als ungenau und besonders bei Messung von geringen Dämpfungen als gänzlich unausreichend hingestellt. Dieser Methode gegenüber stellen die Verfasser eine neue, die darin besteht, daß der zu messende Kreis aus einem kontinuierlich schwingenden Bogenlampenkreis erregt wird und die Dämpfung nach Bjerknes aus der Resonanzkurve bestimmt wird. Daß diese Methode genauer sein soll, als jene, geht nicht aus der fraglichen

1) Diese Zeitschr. **8**, 925, 1907.

Veröffentlichung hervor, denn zur Prüfung der Genauigkeit der Methode haben die Herren gerade die Methode der Einschaltung eines Widerstandes benutzt. Erstens ist in Zahlen nicht angegeben, wie genau die Übereinstimmung war, und zweitens, wenn die Übereinstimmung auch eine vollkommene war, so kann dadurch nur bewiesen werden, daß die neue Methode nicht schlechter ist, als die alte.

Nun könnte wohl die angebliche Ungenauigkeit der alten Methode in der zu großen Dämpfung des Erregerkreises zu suchen sein, aber dies können die Verfasser wohl nicht gemeint haben, denn diese Ungenauigkeit wird ja um so geringer, je kleiner die zu messende Dämpfung ist.

Dagegen ist wohl die Bjerknessche Methode, aus der Resonanzkurve die Dämpfung zu berechnen, nicht ohne weiteres stichhaltig, wenn die Erregerschwingungen nicht eine annähernde Sinusform, sondern eine so große Abweichung von der Sinusform besitzen, wie es bei den Bogenlampenschwingungen der Fall ist. Der hierdurch ev. auftretende Fehler kann natürlich immer kleiner gemacht werden, je loser man die Koppelung zwischen dem erregenden und erregten Kreis macht. Es ist aber deswegen nicht ohne weiteres anzunehmen, daß durch die neue Methode die „von Herrn M. Wien entdeckte Fehlerquelle" sicherer vermieden ist, als durch die alte Methode, jedenfalls kann man bei Benutzung der alten Methode sich auf jeden Fall davon überzeugen, ob der aus dieser Quelle stammende Fehler zu vernachlässigen ist, wenn man einen dritten möglichst empfindlichen Resonanzkreis von dem Erregerkreis aus unabhängig von dem zu untersuchenden Kreis erregt, — ein Verfahren ebenso selbstverständlich, wie daß man auf Konstanz der Spannung achten muß, wenn man aus einer Strommessung einen Widerstand bestimmt. Wie man bei Benutzung der neuen Methode sich von der Größe des ev. Fehlers, der durch die Abweichung von der Sinusform herrührt, orientieren kann, ist leider in dem Artikel nicht angegeben.

Mir scheint deswegen nicht nur nicht bewiesen zu sein, daß die neue Methode „einen wirklichen Fortschritt" darstellt, sondern es bleibt noch zu beweisen, daß sie ebensogut wie die alte ist.

Die Verfasser würden aber meiner Ansicht nach der Hochfrequenztechnik einen wirklichen Dienst leisten, wenn sie wirklich nachweisen, erstens, daß und unter welchen Bedingungen sich kontinuierliche Schwingungen von einer Konstanz innerhalb $\pm$ 0,1 erzeugen lassen und zweitens, daß unter Benutzung gewöhnlicher Öldrehkondensatoren die Schwingungsenergie für eine so lose Kopplung ausreicht, daß man den Fehler durch Abweichung der Erregerschwingungen von der Sinusform vernachlässigen kann, und drittens, wie man sich von Fall zu Fall überzeugen kann, daß die Kopplung in dieser Hinsicht lose genug ist. Man könnte dann abweichend von der in dem Artikel beschriebenen Methode die Resonanzkurve durch Variation des Erregerkondensators aufnehmen. Damit würde meiner Ansicht nach ein wirklicher Fortschritt getan sein, denn selten kann man wohl in dem zu untersuchenden Kreis über einen stetig variablen Kondensator oder eine stetig variable Selbstinduktion verfügen. Besonders wäre hierdurch eine einfache und sichere Methode gegeben, die Dämpfung eines offenen Schwingungskreises, z. B. einer Antenne, zu messen.

(Eingegangen 4. Januar 1908.)

Die Knickfestigkeit gerader Stäbe.

Von T. v. Kármán.

Die Frage der Knickfestigkeit, d. h. der Stabilität eines auf Druck beanspruchten Stabes hat wohl mehr technisches als physikalisches Interesse; da jedoch das Problem vor einigen Jahren Gegenstand einer längeren theoretischen Debatte in Zeitschriften math.-physikalischen Inhalts [1]) bildete, so möchte ich kurz über eine Versuchsreihe berichten, welche die Frage von der experimentellen Seite beleuchten soll.

Die Knickfestigkeit sehr langer zylindrischer Stäbe wird in der Praxis nach einer der Eulerschen Theorie der „Elastica" entnommenen Formel beurteilt. Es läßt sich nun im voraus erwarten, daß diese Formel nur insoweit brauchbare Werte liefert, als die Bedingung der vollkommenen Elastizität des Materials wenigstens angenähert erfüllt ist. Dies ist aber nur bei sehr schlanken Stäben der Fall, wo die Ausknickung bei Druckbeanspruchungen erfolgt, welche unterhalb der Elastizitätsgrenze des Stabmaterials liegen. Dagegen bei verhältnismäßig kurzen Stäben ist das Material im Augenblicke der Ausknickung lange nicht mehr vollkommen elastisch und es ist nun die Frage wie weit die Stabilitätsverhältnisse bei Materialien, welche einem von dem Hookeschen verschiedenen Formänderungsgesetze gehorchen, verfolgt werden können.

1) Siehe Kübler, Die richtige Knickformel, Zeitschr. f. Math. u. Physik, Bd. 45; Kriemler, Bemerkungen zu diesem Aufsatze, Zeitschr. f. Math. u. Physik, Bd. 46; Pilgrim, Bemerkungen zu diesem Aufsatze, Zeitschr. f. Math. u. Physik, Bd. 46; auch Prandtl, Die richtige Knickformel (Kritik der Küblerschen Arbeit), Z. d. Ver. d. Ing. 1900, S. 1132. Vorliegende Arbeit möge als vorläufige Mitteilung betrachtet werden; ein ausführlicher Bericht soll in einer technischen Zeitschrift gegeben werden.

Die hier zu berichtende Versuchsreihe hatte lediglich den Zweck, diese Frage durch parallele Knick- und Druckversuche an demselben Materiale zu beantworten, wo ich unter Druckversuche schlechthin solche mit ganz kurzen Stäben (Länge = 3—4fache der Stabdicke) verstehe. Der Vergleich der Versuchsergebnisse ist auf Grund der beiden Voraussetzungen durchgeführt, daß

a) bei schwachen Biegungen eines geraden Stabes den Dehnungen der einzelnen Faser dieselben Spannungen entsprechen, welche die Dehnungen bei reinen Druck- bzw. Zugversuchen hervorrufen;

b) daß die Dehnungen der Faser eines leicht gebogenen geraden Stabes angenähert durch den Ansatz sich berechnen lassen, daß die ebenen Querschnitte eben bleiben. (Navier'sche Biegungstheorie.)

Fig. 1.

Ich bemerke, daß beide Annahmen durch mehrere Forscher für viel größere Ausbiegungen, als welche hier vorkommen, mit guter Annäherung bestätigt wurden.[1])

Wird der Stab durch eine Kraft P zentrisch belastet und soll trotzdem eine Ausbiegung hervorgerufen werden, so hat man für jeden Querschnitt des leicht gebogenen Stabes die Gleichungen

$\int_F \sigma dF = P$ 1. (Resultante der Spannungen)

$\int_F z\sigma dF = Py$ 2. (Gesamtmoment der Spannungen)

zu erfüllen (y die Ausbiegung des Schwerpunktes des Stabquerschnittes, z der Abstand der einzelnen Faser von der durch den Schwerpunkt gehenden Achse des kleinsten Trägheitsmomentes).

Gemäß dem Ansatze b) sind durch die Krümmung der Mittellinie $\frac{1}{\varrho} = -\frac{d^2y}{dx^2}$ (y Ausbiegung, x Koordinate der Schwerpunkte längs der Stabachse) die Dehnungen der einzelnen Faser und mit Rücksichtnahme auf Gl. (1) die Spannungsverteilung im Querschnitte vollkommen bestimmt. Andererseits läßt sich zu jeder Spannungsverteilung das Integral in Gl. (2) (Gesamtmoment der Spannungen) und daher y berechnen. Für jeden Wert der Last P erhalten wir somit eine Reihe zusammengehöriger Werte von $\frac{d^2y}{dx^2}$ und y, d. h. allgemein eine Differentialgleichung für die Mittellinie des Stabes von der Form

$$\frac{d^2y}{dx^2} = (y) . \qquad (3)$$

Im Falle vollkommener Elastizität wird die Gleichung (3)

$$\mathfrak{J}E\frac{d^2y}{dx^2} + Py = 0. \qquad (3a)$$

($\mathfrak{J}$ kleinstes Trägheitsmoment des Stabquerschnittes, E Elastizitätsmodul), woraus sich mit den Randbedingungen $\begin{cases} x=0,\ y=0 \\ x=l,\ y=0 \end{cases}$ als Gleichgewichtsform für alle Werte P die gerade Linie ($y=0$), und für einzelne kritische Werte von P die Sinuslinie sich ergibt. Der kleinste dieser kritischen Werte ist gleich

$$P_k = \pi^2\frac{\mathfrak{J}E}{l^2} \qquad (4)$$

(Eulersche Formel).

Im allgemeinen wird die Lösung der Gl. (3) durch die Substitution

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{d}{dy}\left(\frac{1}{2}y'^2\right)$$

auf Quadraturen zurückgeführt und man kann auf Grund des Formänderungsgesetzes — durch graphische oder mechanische Integrationen — die Gleichgewichtsformen für die gebogene Mittellinie ermitteln.

Werden die möglichen Gleichgewichtslagen dadurch dargestellt, daß wir zu jeder Last die Ausbiegungen der Stabmitte zuordnen, so bleibt wohl für jeden Wert P die Gerade $y=0$, jedoch treten an die Stelle der horizontalen

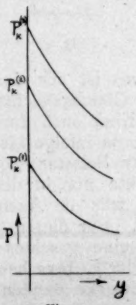


Fig. 2.

1) Zuletzt: E. Meyer, Berechnung der Durchbiegung; diese Zeitschr. **8**, 827, 1907.

Geraden $P = P_k$ Kurven, die bei den in Wirklichkeit vorkommenden Formänderungsgesetzen von ihren Verzweigungspunkten ab auf eine Verminderung der Last bei Zunahme der Ausbiegung hinzeigen. Und zwar erfolgt die Abnahme der Last desto rapider, je mehr das Formänderungsgesetz von dem Hookeschen in dem Sinne abweicht, daß dieselben Spannungszuwächse je immer Dehnungszunahmen hervorrufen.

Diese Folgerungen der theoretischen Betrachtung werden durch die Versuche vollauf bestätigt. So stellt Fig. 3 etwa den Typus

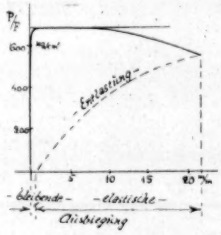


Fig. 3.

der elastischen, Fig. 4 den der unelastischen Knickung dar.

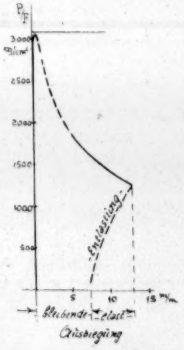


Fig. 4.

Für die Praxis ist nur der erste Verzweigungspunkt des Gleichgewichtsdiagrammes von Wichtigkeit, welcher auch durch die Versuche ermittelt wurde, da infolge kleiner anfänglicher Exzentrizität der Belastung die höheren Verzweigungsprodukte nur in dem Falle erreicht werden können, falls die Ausbiegung künstlich verhindert wird. Für diesen kritischen Punkt läßt sich auch eine geschlossene Formel gewinnen, welche der Eulerschen ganz analog ist.

Zu diesem Zwecke denken wir die Spannung entwickelt in der Nähe der gesuchten „Knickspannung" $\sigma_k = \frac{P_k}{f}$ nach Potenzen von ΔE (Dehnungszuwachs). Für positive $\Delta\varepsilon$ sei

$$\sigma = \sigma_k + M_1 \Delta\varepsilon + \ldots\ldots$$

Da in den entlasteten Fasern (an der inneren Seite des gebogenen Stabes) nur die rein elastischen Formänderungen rückgängig werden, so gilt für negative $\Delta\varepsilon$

$$\sigma = \sigma_k - E\Delta\varepsilon.$$

Für die Stabilitätsbetrachtung darf man sich, ohne an Strenge etwas einzubüßen, bei der Entwicklung auf das erste Glied beschränken und man erhält für die kritische Last den Wert

$$P_k = \pi^2 \frac{\mathfrak{J} M}{l^2}, \qquad (4a)$$

wo M einen Mittelwert bildet zwischen

$$M_1 = \left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_+$$

(Modul der gesamten Formänderungen)

und

$$M_2 = \left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_- = E$$

(Modul der elastischen Formänderungen).

Wie der Mittelwert M zu bilden ist, hängt von der Querschnittsform ab. Für rechteckige Querschnitte gilt

$$M = \frac{4 M_1 M_2}{M_1 + M_2 + 2\sqrt{M_1 M_2}}.^{1)} \qquad (5)$$

Die folgende Zahlentafel gibt einen Vergleich der aus Formel (4a) berechneten und durch die Versuche beobachteten Werte für P_k bzw. $\frac{P_k}{F}$. Die Werte von M_1 und E sind aus genauen Druckversuchen mit Stäben aus demselben Materiale (Martinstahl) ermittelt. Dieselben Werte sind auch in Fig. 5 dargestellt und zwar $\frac{P_k}{F}$ als Funktion von $\frac{l}{i}$ (l Stablänge, i Trägheitsradius des Querschnittes). Durch Einführung von $i^2 = \frac{\mathfrak{J}}{F}$ wird nämlich die Formel (4a)

1) Ich bemerke, daß Engesser eine ähnliche Formel wie (4a) aufstellt, indem er in die Eulersche statt E einen „Knickmodul" $T = \frac{d\sigma}{d\varepsilon}$ setzt, welcher Wert unserem M_1 identisch ist. Auf die Hinfälligkeit dieser Schlußweise wurde ich von Herrn Prof. Prandtl aufmerksam gemacht. Considère erkannte ebenfalls, daß Engessers Formel infolge des Umstandes, daß die entlasteten Fasern sich anders als die überbelasteten verhalten, die Knicklast nicht richtig angeben kann. Die richtige Lösung der Frage — welche durch die Formeln (4a) und (5) dargestellt wird, wurde bisher — meines Wissens nach — nicht veröffentlicht. (Engesser, Zeitschrift des hann. Ingenieurvereines 1869. — Considère, Congrès international des procédés de construction 1891, p. 371 usf.)

Zahlentafel.

Stab Nr.	Schlankheit $\frac{l}{i}$	Knickspannung $\frac{P}{F}$ kg/cm² beob.	berechnet	Unterschied v. H.
1	175,8	690	690	0,0
2	146,0	1000	995	+ 0,5
3a u. b	116,5	1595	1580	+ 1,0
4a u. b	102,8	2040	2020	+ 1,0
5	95,2	2500	2525	— 1,0
6	91,5	2310	2335	— 1,1
7a u. b	88,0	2725	2650	+ 2,7
8	82,5	2740	2870	— 4,7
9a u. b	73,2	2950	3065	— 3,7
10a u. b	58,6	3135	3150	— 0,5
11	53,9	3170	3170	0,0
12a u. b	48,3	3020	3190	— 5,3
13	47,6	3060	3210	— 4,6
14a u. b	38,6	3245	3295	— 1,5
15a u. b	28,8	3455	3560	— 2,9
16	25,0	3900	4060	— 4,0

Bemerkung: Bei Stäben mit denselben Abmessungen sind Mittelwerte genommen.

$$\frac{P_k}{F} = \pi^2 \frac{M}{\left(\frac{l}{i}\right)^2},$$

so daß Stäbe in verschiedenen Querschnittsabmessungen in Vergleich gezogen werden können. Das Verhältnis $\left(\frac{l}{i}\right)$, von welchem bei Stäben mit ähnlichen Querschnitten der Wert $\left(\frac{P_k}{F}\right)$ allein abhängt und schlechthin als „Schlankheit" bezeichnet.

Es ist auffallend, daß die Versuchswerte besonders in dem Gebiete zwischen Elastizitäts- und Fließgrenze mehr zerstreut liegen, als in anderen Bereichen. Dies findet seine Erklärung in dem Umstande, daß der Einfluß einer äußerst kleinen anfänglichen Exzentrizität der Drucklast in diesem Bereiche besonders zur Geltung kommt. Ich habe in Fig. 5 die Kurven der verminderten Höchstlast für eine Exzentrizität von $^1/_{1000}$

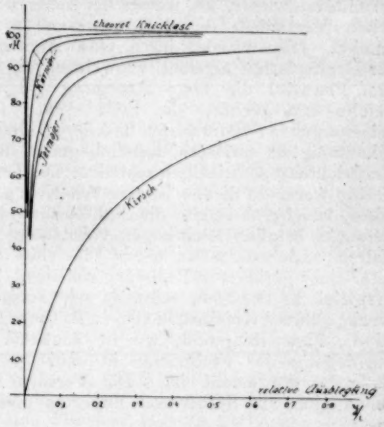


Fig. 6.

bez. $^1/_{200}$ der Stabdicke eingetragen (auf Grund theoretischer Berechnung — die Linien $\eta = {}^1/_{200}$, $\eta = {}^1/_{1000}$) und es zeigt sich, daß die Abweichungen der Versuchswerte innerhalb dieses Bereiches liegen. Es soll auch nicht unerwähnt bleiben, daß die größten Schwankungen im Verhalten des Materials gegen reinen Druck

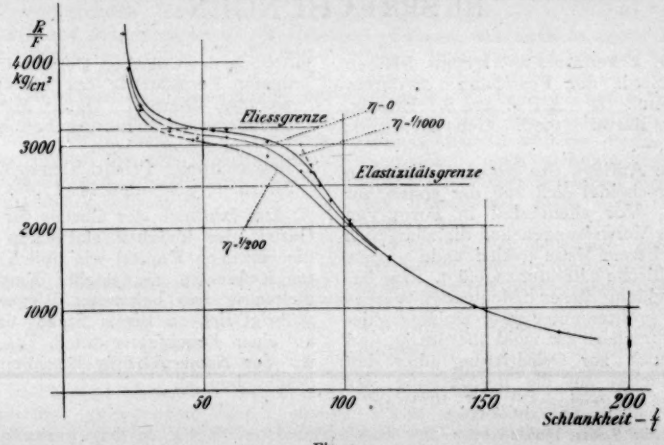


Fig. 5.

ebenfalls in diesem Bereiche zu beobachten waren, obwohl sie allein nicht genügen, die Abweichungen vollständig zu erklären.

Es muß übrigens gesagt werden, daß die anfängliche exzentrische Lage der Drucklast, wenn sie auch nicht vollständig vermieden werden konnte, auf ein erheblich geringeres Maß vermindert wurde, als wie es bei früheren ähnlichen Versuchen der Fall gewesen zu sein scheint. Dies wurde durch eine Anordnung der Druckplatten erreicht, zu welcher mir Herr Prof. Prandtl die erste Anregung gab und welche ermöglichte, die Stäbe erst Probebelastungen zu unterwerfen und dann, ohne sie vollständig zu entlasten, ziemlich genau in die Kraftrichtung zentrisch einzustellen. Die Druckplatten waren zu diesem Zwecke mit Keilen versehen, welche einerseits die Stäbe während des Versuchs in allen Richtungen vollständig festhielten, andererseits ein feines Einstellen noch unter einer geringeren Belastung zuließen. Zum Vergleich zu früheren, teilweise sehr sorgfältig durchgeführten Knickversuchen (z. B. Tetmajer) sei die Figur mitgeteilt, wo die Zunahme der Ausbiegung der Stabmitten in sehr großem Maßstabe dargestellt ist. Die Versuche beziehen sich auf Stäbe von ungefähr gleicher Schlankheit $\left(\frac{l}{i} = 170 - 200\right)$ und es sei noch bemerkt, daß man die anfängliche Exzentrizität dadurch abschätzen kann, daß die Ausbiegung bei ca. 44 v. H. der Höchstlast derselben ungefähr gleichkommt, und etwa bei 60 v. H. den zweifachen Wert erreicht. Als Material dienten 23 Knickstäbe und 6 Druckstäbe aus Martinstahl mit ungefähr 0,5 v. H. Kohlenstoffgehalt. Die Zugfestigkeit des Materials beträgt nach Angabe der Firma Friedrich Krupp in Essen, welche die Probestäbe dem Institute für ang. Mechanik in Göttingen als Geschenk überließ, 6800 kg/cm², Bruchdehnung 16,7 %.

Die Stäbe wurden zwischen gehärteten Stahlschneiden eingefaßt. Die Reibung in den Pfannen konnte leider nicht ganz beseitigt werden; dadurch ist es zu erklären, daß einige Werte der Knicklasten — namentlich im elastischen Bereiche — etwas zu hoch liegen. Trotzdem erscheint die Meinung, welche öfters vertreten wird, unbegründet, daß eben die Gesetzmäßigkeiten der Knickerscheinung einer theoretischen Berechnung sich entziehen, da die Übereinstimmung zwischen Theorie und Versuch ebensogut sich erweist, wie bei anderen Festigkeitsversuchen. Vielmehr kann als Ergebnis ausgesprochen werden, daß die Knicklast im elastischen Gebiete durch die Eulersche Formel und im unelastischen Gebiete durch die erweiterte Formel (4a) mit guter Annäherung angegeben wird. Letztere hat jedoch für praktische Rechnungen den Nachteil, daß M und $\sigma_k = \frac{P_k}{F}$ in sehr komplizierter Beziehung stehen, für praktische Zwecke muß daher den empirischen Formeln, wie sie z. B. Tetmajer für einzelne Materialgruppen aus zahlreichen Versuchsreihen ermittelte, der Vorzug gegeben werden.

Göttingen, Institut für ang. Mechanik.

(Eingegangen 19. Dezember 1907.)

BESPRECHUNGEN.

Ernst Mach, Erkenntnis und Irrtum. Skizzen zur Psychologie der Forschung. 2. durchgesehene Aufl. 8° XII u. 474 S. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1906. Geh. M. 10,—; geb. M. 11,—.

Die zweite Auflage des großen Machschen Werkes unterscheidet sich von der ersten nur unwesentlich. Vor allem sind in Form von Anmerkungen Verweisungen auf die allmählich in immer reicherem Maße erscheinende neueste naturphilosophische Literatur zugefügt. Eine besondere Empfehlung dieses bedeutenden Werkes des zweifellos größten unter unseren philosophierenden Naturforschern ist wohl überflüssig, und es sei nur noch zur Orientierung über den Inhalt des Buches auf die Besprechung der ersten Auflage hingewiesen.[1] F. Jüttner.

1) Diese Zeitschr. 7, 614, 1906.

Jahrbuch der Chemie. Bericht über die wichtigsten Fortschritte der reinen und angewandten Chemie. Unter Mitwirkung von Fachgenossen herausgegeben v. R. Meyer. XVI. Jahrgang. 1906. gr. 8. XII u. 637 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1907. M. 16,—, gebunden M. 17,—.

Das Jahrbuch der Chemie für 1906 liegt in Gestalt des üblichen stattlichen Bandes vor; die einzelnen Kapitel wie üblich von bewährten Referenten dargestellt. Empfehlende Begleitworte dem bekannten Werke beizugeben, erübrigt sich an dieser Stelle, darum sei nur auf einen Druckfehler auf S. 121 hingewiesen, wo der Name Abegg fälschlich mit zwei b geschrieben ist. E. Bose.

W. C. D. Whetham, Die Theorie der Expeperimental-Elektrizität. Aus dem Englischen übersetzt v. G. Siebert. 8. VIII u. 358 S. mit 123 Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1907. M. 8,—, gebunden M. 8,80.

Das vorliegende Buch gehört zu denjenigen, welche ebensogut oder besser nicht ins Deutsche übertragen worden wären. Abgesehen davon, daß es über die behandelten Gegenstände zahlreiche sehr viel bessere Bücher gibt, finden sich an den verschiedensten Stellen des Werkes die merkwürdigsten Fehler und Mißverständnisse. So könnte man z. B. daraus den Eindruck gewinnen, daß die Leistung Nernsts für die Elektrochemie darin bestände, daß derselbe eine Konzentrationskette gemessen hätte. Ferner wird die elektrolytische Dissoziationstheorie derartig behandelt, daß man den Namen Arrhenius vergeblich dabei sucht. Dazu kommt, daß neben den direkten Fehlern, welche dem Autor zur Last fallen, sich häufig Mißverständnisse und dergleichen finden, für deren Übernahme in den deutschen Text der Übersetzer verantwortlich zu machen ist, z. B. „F. Kohlrausch, der jetzige Direktor der Physikalischen Reichsanstalt", ferner die Bezeichnung einer rein schematischen Schaltungsskizze als die gebräuchliche „Form" des Apparats, nicht zu rechnen eine Unmasse von Druckfehlern. E. Bose.

H. v. Helmholtz, Vorlesungen über theoretische Physik. Band 4: Vorlesungen über Elektrodynamik und Theorie des Magnetismus. Herausgegeben von O. Krigar-Menzel und M. Laue. gr. 8. 406 S. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1907. M. 16,—.

Mit den vorliegenden Vorlesungen über Elektrodynamik und Magnetismus ist die Herausgabe der Helmholtzschen Vorlesungen entsprechend dem ursprünglichen Plane beendet. Wir begrüßen mit Genugtuung die Vollendung des Werkes, welches nicht nur ein wertvolles Vermächtnis und ein bleibendes Denkmal des großen Meisters, sondern auch ein pietätvolles Zeichen aufrichtigster Anhänglichkeit seitens seiner Schüler ist.

E. Bose.

A. W. Stewart, Stereochemie. Textbooks of Physical Chemistry edited by Sir William Ramsay. gr. 8. XVII u. 383 S. Longmans, Green, and Co. London. 1907.

Die Reihe von Sir William Ramsays „Textbooks of Physical Chemistry" hat durch die Ausgabe des vorliegenden Bandes eine wertvolle Ergänzung erfahren. Die Stereochemie von Stewart ist in durchaus moderner Weise abgefaßt und kann zur Orientierung über das gesamte Gebiet durchaus empfohlen werden.

E. Bose.

Friedrich Ratzel (†), Raum und Zeit in Geographie und Geologie. Naturphilosophische Betrachtungen. Herausgeg. von Paul Barth. VIII u. 177 S. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1907. Geh. M. 3,60; geb. M. 4,40. (Natur- und kulturphilosophische Bibliothek, Bd. V.)

Die vorliegende Schrift des verstorbenen Leipziger Geographen behandelt in ihrem ersten kleineren Teile die Bedeutung der Größe des den Lebewesen zu Gebote stehenden Raumes für die Geschichte im allgemeinsten Sinne, in ihrem Hauptteile die Frage, welche Zeitlängen die Kosmologie, Geologie und Entwicklungsgeschichte der Organismen für die Vergangenheit der Erde fordern und wie man hier zu einigermaßen sicheren Ergebnissen gelangen könnte. Die Behandlungsweise des Themas ist nach des Referenten Auffassung naturwissenschaftlich zu nennen, nicht naturphilosophisch; sie bietet jedoch wegen der meist ganz allgemeinen, rein qualitativen Erwägungen für den Physiker nur ein geringeres Interesse, ein weit höheres gewiß für den Geschichtsphilosophen. Hervorzuheben ist noch, daß die Lektüre des Buches sehr angenehm gemacht wird durch die Klarheit und Formvollendung der Sprache. F. Jüttner.

O. Fischer, Kinematik organischer Gelenke. (Die Wissenschaft. Heft 18.) 8. XII u. 261 S. mit 77 Abbildungen. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1907. In Leinen gebunden M. 9,—.

Obwohl das Buch in erster Linie für Anatomen, bzw. Morphologen geschrieben ist, besitzt es doch einen großen Wert auch für Physiker. Es kann für beide Parteien als ein Ausgangspunkt zur Verständigung auf diesem Gebiete dienen, welches weder ausschließlich anatomisch, noch ausschließlich physikalisch oder mathematisch behandelt werden darf, wenn das Verständnis dafür nicht ein einseitiges bleiben soll.

Der Physiker sieht sich hier, um einiges anzuführen, auf die besonderen Eigentümlichkeiten mechanischer organischer Systeme aufmerksam gemacht, wie z. B. die Inkongruenz der artikulierenden Gelenkflächen, ihre Difformierbarkeit und das Vorhandensein von vielen (bis zu 6 oder 7) Graden der Freiheit bei den einzelnen Gliedern.

Die speziell-mathematischen Ausführungen sind mit verschwindenden Ausnahmen durchweg elementar gehalten. G. Wetzel.

O. Lehmann, Die wichtigsten Begriffe und Gesetze der Physik unter alleiniger Anwendung der gesetzlichen und der damit zusammenhängenden Maßeinheiten. 16. 58 S. Berlin, Jul. Springer. 1907. M. 1,—.

Das kleine Büchlein kann als Formelsammlung und als Repetitorium neben einem Lehrbuche der Physik den Studierenden gute Dienste leisten. Cl. Schaefer.

Rechtschreibung der naturwissenschaftlichen und technischen Fremdwörter. Herausgegeben vom Verein Deutscher Ingenieure, bearbeitet von Dr. Hubert Jansen. Lex.-8. XXXII u. 122 S. Berlin-Schöneberg, Langenscheidtsche Verlagsbuchhandlung. 1907. Geh. M. 1,25; geb. M. 1,75.

In weitesten Kreisen hat man längst das Bedürfnis nach einheitlichen Grundsätzen für die Anwendung der neuen amtlichen Rechtschreibung in wissenschaftlichen Veröffentlichungen empfunden. Zuerst von zoologischer und von chemischer Seite wurde im Jahre 1904 der Anstoß zu einer Befriedigung dieses Bedürfnisses gegeben. Da aber der Wunsch vorlag, nicht nur innerhalb eines einzelnen Sondergebietes eine Regelung der Schreibweise herbeizuführen, so wurde dem Schriftleiter des vom Verein Deutscher Ingenieure vorbereiteten Technolexikons, Herrn Dr. Hubert Jansen, nahegelegt, daß der Verein Deutscher Ingenieure es unternehmen möge, im Zusammenwirken mit anderen Vereinen, mit Behörden und Gelehrten eine Vereinbarung über eine einheitliche Schreibung naturwissenschaftlicher und technischer Fachausdrücke anzubahnen, die in weitesten Kreisen Anerkennung finden könnte. Der Verein Deutscher Ingenieure und vor allen Dingen Herr Dr. Hubert Jansen haben mit dankenswerter Bereitwilligkeit diesen Gedanken aufgenommen und große Mittel und bedeutenden Arbeitsaufwand an seine Durchführung gesetzt. Es wurde eine Rechtschreibungskonferenz einberufen, welche am 21. Oktober 1904 und am 4. April 1905 zusammentrat, und an welcher sich zahlreiche Behörden, wissenschaftliche, technische und literarische Gesellschaften, Vereine und Unternehmungen beteiligten. Über die bedeutenden Schwierigkeiten, welche sich der Festsetzung der zu beobachtenden Grundlagen und mehr noch ihrer Durchführung entgegenstellten, gibt das Vorwort zu dem nunmehr fertig vorliegenden Wörterverzeichnis interessante Auskünfte. Seitens aller Beteiligten ist ein Übermaß uneigennützigster und aufopfernder Arbeit geleistet worden, welche nun durch die überaus schnelle Fertigstellung des Wörterverzeichnisses gekrönt worden ist. Auf allen Gebieten der Naturwissenschaft und Technik werden Autoren wie Drucker und Verleger das neu erschienene Buch als einen Wohltäter empfangen, und der verhältnismäßig sehr niedrige Preis wird nicht wenig dazu beitragen, die Beliebtheit des Buches zu erhöhen. Die naturwissenschaftlichen und technischen Autoren sowie die Druckereien können Herrn Dr. Hubert Jansen und seinen Mitarbeitern für ihre gemeinnützige Tätigkeit nicht dankbar genug sein. Max Iklé.

Adreßbuch der deutschen Präzisionsmechanik und Optik und verwandter Berufszweige (Glasinstrumentenindustrie, Elektromechanik.) Zusammengestellt von F. Harrwitz. 3. Aufl. Lex.-8. IV u. 376 u. 56 S. Berlin, Verlag der Administration der Fachzeitschrift „Der Mechaniker" (F. & M. Harrwitz). 1906.

Das nunmehr in dritter vollständig neu bearbeiteter Auflage erschienene Adreßbuch der Deutschen Präzisionsmechanik und Optik und verwandter Berufszweige ist ein Hand- und Nachschlagebuch, welches einem vielfach empfundenen Bedürfnis entgegenkommt. Ermöglicht es doch, in wenigen Augenblicken Aufschluß darüber zu erhalten, wer diesen oder jenen Spezialapparat oder Apparateil fabriziert oder vertreibt, wo dieser oder jener Laboratoriumsbedarfsartikel am schnellsten beschafft werden kann. Das Buch selbst zerfällt in drei Teile, nämlich I. eine alphabetisch geordnete Zusammenstellung der Deutschen Präzisionsmechaniker, Optiker und Glasinstrumentenmacher nach den Firmen; II. eine alphabetisch geordnete Zusammenstellung der Firmen des Teil I nach den Städten, und III. eine alphabetisch geordnete Zusammenstellung dieser Firmen nach den Spezialitäten. Schließlich folgt noch ein ziemlich umfangreicher Inseratenanhang. Daß bei der alphabetischen Anordnung die Umlaute ä, ö, ü als Doppelvokale betrachtet und demgemäß als ae, oe, ue eingeordnet sind, dient allerdings nicht gerade dazu, die Handlichkeit zu erhöhen. Vielleicht wird seitens des Herausgebers erwogen, bei der nächsten Auflage hierin Wandel zu schaffen. Indessen auch in der vorliegenden Form wird das Adreßbuch zu einem unentbehrlichen Bestandteil der Handbibliotheken aller Laboratorien werden. Max Iklé.

P. Eversheim, Die Elektrizität als Licht- und Kraftquelle. („Wissenschaft und Bildung", Bd. 13.) 8. VIII u. 121 S. Leipzig. Quelle & Meyer. 1907. Geh. M. 1.—, geb. M. 1,25.

Wie aus dem Vorwort hervorgeht, ist dieses Büchlein im Anschluß an eine Vorlesung in

den Volkshochschulkursen entstanden. Es ist also für breiteste Schichten, nicht für den Fachwissenschaftler bestimmt. Aus dieser Entstehungsgeschichte wie aus dem Zwecke des Buches erklären sich manche Eigentümlichkeiten, die sonst als Verstöße gegen die „Systematik" anmuten könnten, unter diesem Gesichtspunkte indessen kaum als solche erscheinen. Bei dem sehr kleinem Umfange der Schrift kann man natürlich nicht erwarten, daß der Stoff eine erschöpfende Behandlung erfährt. Der Verfasser will ja auch nur in großen Zügen die Vorgänge bei der Verwertung der Elektrizität als Licht- und Kraftquelle berühren, um sie so dem Verständnis näher zu bringen, und diesen Zweck, glaube ich, dürfte er erreichen.

Es ist ein mißlich Ding um die populäre Darstellung wissenschaftlicher Stoffe. Mir will es scheinen, als sei der Verfasser in seinem Bestreben, verständlich zu werden, zuweilen ein wenig über das Ziel hinausgeraten und gar zu ausführlich geworden. Das mag aber auch wieder in der Entstehungsgeschichte des Buches begründet sein. Jedenfalls ist hier ein „Zuviel" sicherlich besser, als ein „Zuwenig". Einige sprachliche Härten dürften wohl bei einer Neuauflage ausgemerzt werden, ebenso manche der leider sehr zahlreichen Druckfehler.

Noch ein Wort an die Verleger: Auf dem Umschlag lautet der Titel einfach „Elektrizität". Das ist irreführend, denn es wird nur ein Sondergebiet der Elektrizität behandelt. Sonst darf man mit der hübschen Ausstattung des wohlfeilen Bandes durchaus zufrieden sein.

Max Iklé.

K. Hassack u. K. Rosenberg, Die Projektionsapparate, Laternenbilder und Projektionsversuche in ihren Verwendungen im Unterricht. gr. 8. 336 S. mit 308 Abbildungen. Wien, A. Pichlers Witwe & Sohn. 1907.

Obwohl der Referent der Ansicht ist, daß das Projizieren manchmal in übertriebener Weise geübt wird, ja sogar nicht selten Vorführungen von Dingen in einen Vortrag aufgenommen werden, die gar nicht notwendig zum Thema gehören, nur um einige vorhandene Bilder projizieren zu können, so hält er dennoch den Projektionsapparat für ein ausgezeichnetes, ja unentbehrliches Lehrmittel, welches in den Händen tüchtiger Lehrer sehr viel Gutes leisten kann. Dazu ist aber erforderlich, daß der Lehrer den Apparat und seine Bedienung genau kenne, so daß die Vorführungen exakt und ohne Zeitverlust vor sich gehen. Auch ist es notwendig, daß sich der Lehrer die nötigen Bilder beschaffen kann, sei es durch Kenntnis der Bezugsquelle, sei es durch Selbstanfertigung, sowie auch, daß er mit der Projektion von Experimenten vertraut sei. Dagegen gibt es nichts Unerquicklicheres und für die Disziplin der unteren Klassen Schädlicheres als eine nachlässige Projektion mit Zeitverlusten und mißlungenen Demonstrationen, über die sich die liebe Jugend lustig macht. Nur wenn der Lehrer die pädagogische Fähigkeit hat, die Aufmerksamkeit seines Auditoriums während seiner Vorführungen auf den Gegenstand gerichtet zu erhalten, wird er auch im verdunkelten Saale die Disziplin und den Ernst aufrecht erhalten können.

Unter den vielen Schriften, welche sich die Aufgabe stellen, die einschlägigen Kenntnisse zu vermitteln, steht neben dem grundlegenden Werke von Dr. Neuhauß das vorliegende in allererster Reihe. Es enthält wohl alles, was man über Projektion zu wissen braucht und es bringt dieses Wissen in meisterhafter, gründlicher und anregender Weise vor.

Die Verfasser, selbst als ausgezeichnete Schulmänner bewährt und bekannt, haben es verstanden, mit sorgfältiger Benutzung der ausgedehnten Literatur und auf Grund eigener Erfahrungen ein Projektionsbuch zu verfassen, welches dem Lehrer über jede Frage Antwort gibt, die er in dieser Sache stellen kann. Der Apparat in seinen Teilen und in seinen verschiedenen Ausführungen, die Lichtquellen, die Saaleinrichtungen, die Projektionsschirme, die Verdunkelungsvorrichtungen, die Laternbilder, die Projektion naturwissenschaftlicher Objekte, chemischer und physikalischer Experimente nebst Literaturangaben und Bezugsadressen, selbst mit Preisangaben — das alles findet man in übersichtlicher und zweckentsprechender Weise zusammengestellt und durch zahlreiche schöne Abbildungen erläutert. Das Buch kann also allen, welche mit Projektion zu tun haben oder haben sollten, bestens empfohlen werden.

Graz, 25. Okt. 1907. L. Pfaundler.

A. Schuster, Einführung in die theoretische Optik. Autorisierte deutsche Ausgabe übersetzt von H. Konen. 8. XIV u. 413 S. mit 2 Tafeln und 185 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. M. 12.—.

Der Übersetzer hat sich unstreitig ein Verdienst erworben, indem er uns ein so originelles Buch wie die Schustersche „Optik" in deutscher Sprache zugänglich machte. Das Buch zerfällt in einen elementaren und einen höheren Teil; in dem ersteren kommt man ohne Kenntnis der Gleichungen der Dynamik

und mit bemerkenswert geringen mathematischen Kenntnissen aus. Der zweite Teil ist als eine Einführung in die höheren Zweige der Optik gedacht. Besonders wertvoll sind die Kap. 5 (Diffraktion des Lichtes), 6 (Diffraktionsgitter), 7 (Theorie der optischen Instrumente), sowie Kapitel 14 (Die Natur des Lichtes). Darin werden besonders die Methoden und Resultate von Lord Rayleigh auseinandergesetzt. Man darf in der Tat mit dem Übersetzer wünschen und hoffen, „daß das Buch dazu beitrage, die deutschen Studierenden mehr als bisher zum Studium der Schriften Rayleighs hinzuführen." — Die beiden Tafeln mit Interferenzkurven lassen zu wünschen übrig, sonst ist Druck und Ausstattung gut. Die Übersetzung ist tadellos.

Cl. Schaefer.

Briefkasten.

Ein elektrochemisches Chronoskop.[1])

An der zitierten Stelle wird mitgeteilt, daß der von mir in Dresden vorgeführte Apparat bereits vor fast 20 Jahren erfunden worden ist, und zwar von Prof. A. Parragh in Kecskemèt. In bezug auf das Prinzip der Zeitmessung auf elektrolytischem Wege muß ich die Priorität des genannten Herrn unbedingt anerkennen. Daß jene ziemlich weit zurückliegende Veröffentlichung leicht übersehen werden konnte, dürfte zugegeben werden, zumal sich weitere Arbeiten nicht angeschlossen zu haben scheinen. Was die besondere Form des Parraghschen und meines Instrumentes angeht, so glaube ich, daß das letztere einige wesentliche Vorzüge aufweist, die ein genaueres und bequemeres Arbeiten ermöglichen. Ich behalte mir vor, die Form des von mir vorgeführten Apparates, sowie einige mit ihm angestellte Versuche demnächst genauer zu besprechen.

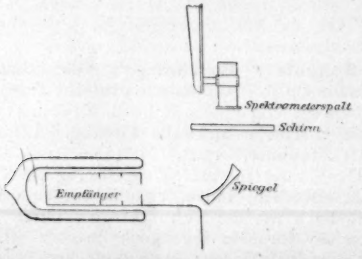
1) Antwort auf die Briefkastennotiz in dies. Zeitschr. **8**, 912, 1907.

Posen, den 7. Januar 1908. P. Spies.

(Eingegangen 8. Januar 1908.)

Berichtigung.

In der Arbeit des Herrn W. W. Coblentz „Strahlung bei Zimmertemperatur" im zweiten Hefte dieses Jahrganges (**9**, 64, 1908) ist leider die Figur auf Seite 65 verzeichnet. Die berichtigte Figur, deren Einfügung an die betreffende Stelle das Erscheinen des Heftes zu sehr verzögert haben würde, gelangt nunmehr hier zum Abdruck.



Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Berlin Dr. Erich Lehmann für Chemie des Lichtes, speziell Farbenphotographie.

Ernannt: Der Direktor der Sternwarte zu Toulouse Professor Dr. Benjamin Baillaud zum Direktor der Sternwarte in Paris (Berichtigung der Mitteilung auf S. 48 bez. Guillaume Bigourdan).

Verliehen: Den o. Professoren der Physik an der Universität Berlin Dr. Max Planck und Dr. Heinrich Rubens und dem o. Professor der Astronomie und Mathematik an der Universität Halle Dr. Albert Wangerin der Titel Geh. Regierungsrat, dem Privatdozenten für allgemeine Chemie an der Technischen Hochschule zu München Dr. Georg Rohde und dem Privatdozent für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Ing. Erich Beckmann der Titel eines a. o. Professors.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Astronomie an der Universität Princeton Charles Augustus Young.

Gesuche.

Große Elektrizitäts-Gesellschaft sucht für die Eichstation ihrer Meßinstrumentenabteilung

jüngeren Meßtechniker

mit praktischen und theoretischen Erfahrungen. Angebote mit kurzem Lebenslauf, Angabe der Gehaltsansprüche und Referenzen erbeten a. d. Exped. ds. Ztg. unter **S. H. 265.**

Jüngere Physiker

können Anstellung finden, welche nicht abgeneigt sind, der elektrotechnischen Praxis sich zu widmen und die besonderes Interesse für das Gebiet der elektrischen Meßinstrumente haben.

Unter Einreichung des abgefaßten Bildungsganges und der Gehaltsansprüche bitten wir Bewerbungen zu richten an

Siemens & Halske Aktiengesellschaft
Wernerwerk Berlin-Nonnendamm
Meßinstrumenten-Abteilung.

Für unsere **Meßinstrumenten-Abteilung suchen** wir

Laboratoriums-Ingenieur

mit Universitäts- oder Hochschulbildung. Angebote mit kurzem Lebenslauf, Gehaltsansprüchen und Angabe von Referenzen an die unterzeichnete Fabrik erbeten.

Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft, Apparatefabrik, Berlin N. 31, Ackerstr. 71/76.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.